



Mesure et phénoménologie du rayonnement cosmique avec l'expérience CREAM

Benoît Coste

► To cite this version:

Benoît Coste. Mesure et phénoménologie du rayonnement cosmique avec l'expérience CREAM. Phénomènes cosmiques de haute énergie [astro-ph.HE]. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENY112 . tel-00821110v2

HAL Id: tel-00821110

<https://theses.hal.science/tel-00821110v2>

Submitted on 15 Feb 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Benoît Coste

Thèse dirigée par **Laurent Derome**
et codirigée par **David Maurin**

préparée au sein **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmo-
logie**
et de l'école doctorale de Physique

Mesure et phénoménologie du rayonnement cosmique avec l'ex- périence CREAM

Thèse soutenue publiquement le **3 octobre 2012**,
devant le jury composé de :

Richard Taillet

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique Théorique, Président

Stephane Coutu

Penn State University, Rapporteur

Jurgen Knödlseeder

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, Rapporteur

Fanny Farget

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Examinatrice

Laurent Derome

Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, Directeur de thèse

David Maurin

Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, Co-Directeur de thèse



Résumé

Le rayonnement cosmique galactique nucléaire est composé de noyaux de différentes espèces et ses sources sont encore mal identifiées. Cette méconnaissance est en partie due au caractère diffusif de la propagation des noyaux dans les champs magnétiques dont la composante turbulente supprime toute information sur la position des sources. Dans le rayonnement cosmique, on distingue les noyaux primaires qui sont principalement créés puis accélérés près de leurs sources des noyaux secondaires, uniquement créés par spallation des primaires plus lourds. La mesure des rapports d'abondance secondaire sur primaire permet d'étudier les processus de propagation et donc de remonter aux mécanismes sources du rayonnement cosmique. Cette étude apporte de plus une meilleure compréhension de l'environnement astrophysique galactique. Ce travail nécessite une très bonne connaissance des sections efficaces d'interaction du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire qui régissent la modification des abondances lors de la propagation. La première partie de cette thèse est dédiée à la contrainte des paramètres de propagation du rayonnement cosmique galactique via l'étude des abondances des éléments du quartet (^1H , ^2H , ^3He , ^4He). À partir d'une nouvelle estimation des sections efficaces, une analyse statistique a permis de démontrer le potentiel de ces éléments pour contraindre les modèles de propagation du rayonnement cosmique. En effet, les contraintes ainsi obtenues se sont montrées compétitives avec celles issues des analyses B/C actuelles. Ces contraintes restent cependant limitées par la précision statistique des mesures actuelles et justifient la mise en œuvre de nouvelles expériences. La deuxième partie de cette thèse est dédiée à la mesure des abondances avec l'expérience CREAM, une expérience embarquée en ballon. Cette mesure nécessite l'identification des éléments dans le détecteur, le calcul des efficacités des sous-détecteurs, la déconvolution des effets dus aux erreurs sur la mesure de l'énergie ainsi que la prise en compte des effets atmosphériques. Cette analyse des données du 3^{ème} vol de CREAM a permis une estimation des abondances des éléments bore, carbone, azote et oxygène au-dessus de 100 GeV/n.

abstract

The sources of Galactic cosmic-ray (GCR) nuclei are still poorly identified. This is partly due to the diffusive propagation (in turbulent magnetic fields) that erases all directional information about the measured fluxes. The species that are predominantly created and accelerated in the sources are denoted 'primary species'. Those mostly created by spallation of heavier primary species are denoted 'secondary species'. While primary fluxes give access to the source parameters, secondary-to-primary ratios trace propagation processes. Key quantities for such studies are the fragmentation cross sections on the interstellar gas and the measured fluxes and ratios. In the first part of this thesis, we provide new constraints on the Galactic propagation parameters from the quartet of elements (^1H , ^2H , ^3He , ^4He), relying on a new estimate of their cross sections and a detailed statistical analysis. The derived constraints are competitive with those obtained from the standard B/C ratio analysis. The results are however limited by the precision of current measurements and motivate the development of new experiments. The second part of this thesis is dedicated to the analysis of cosmic-ray fluxes measured with the CREAM balloon-borne experiment. We present the particle identification in the detector, the estimation of efficiencies for each sub-detector, the energy reconstruction, and the atmospheric correction. Applied to the 3rd flight data (CREAM-III), we provide new data points for the boron, carbon, nitrogen and oxygen elements above 100 GeV/n.

Starring

La lumière revient déjà et le film est terminé. Je réveille mon voisin, il dort comme un nouveau né... Ce film là, en l'occurrence, aura duré 3 ans et les acteurs, qui auront été aussi nombreux qu'indispensables, méritent bien leurs crédits. L'ordre des remerciements suit une loi aléatoire uniforme, c'est-à-dire qu'il ne faut pas chercher à en tirer quelque constat.

Tout d'abord je voudrais remercier Serge Kox pour m'avoir donné l'opportunité d'effectuer ma thèse au sein de ce laboratoire sympathique et chaleureux.

Je voudrais aussi remercier les personnes présentes dans mon jury pour avoir eu la bonté de s'intéresser à ma thèse et pour avoir fait le déplacement de loin (Jurgen, Fanny, Stephane) ou de près. J'en profite pour féliciter Richard pour son baptême du feu en tant que président du jury. Je tiens aussi à souligner la minutie dont a fait preuve Stephane pour les corrections de cette thèse.

J'en viens maintenant aux personnes du groupe DARK, groupe soudé et à l'ambiance ô combien paisible et sympathique. Bien que j'ai peu travaillé avec lui, merci au fidèle William pour les services qu'il m'a rendu. En particulier pour m'avoir servi de chauffeur à plusieurs reprises pour me conduire en shift alors même que cela ne l'arrangeait pas toujours. Ensuite il y a l'accordéoniste attitré du groupe, Jean-Stephane, responsable d'instiller une bonne humeur dans le groupe et qui prend sa tâche très au sérieux. J'exprime aussi toute ma gratitude à Aurélien pour plusieurs raisons. Tout d'abord en tant que responsable du master PSA, pour m'avoir accepté malgré mon dossier en retard, dans cette excellente formation où je pris plaisir à suivre les cours. J'en profite aussi pour le remercier de montrer l'exemple en venant assister régulièrement aux séminaires et aux soutenances des doctorants. Et enfin d'un point de vue plus pragmatique, merci, et non merci, de m'avoir fait renier mes origines linuxiennes en me prêtant ce mac qui fut mon fidèle compagnon durant ces 3 dernières années. Il ne fait pas officiellement partie du groupe mais il y joue le rôle de catalyseur de bonne humeur, je veux parler de Fernando. Ce fut un plaisir de passer du temps en ta compagnie et je garde d'excellents souvenirs de nos déplacements en shift aux États-Unis. Et d'ailleurs, toi aussi je dois te remercier pour les transports en shifts. Alors dédicace : voila, QUOI ! Lors de mon arrivée en stage, le groupe comptait encore Antje, ma mentor de ROOT et du C++. Fort contente de délaisser sa rédaction de thèse, elle a passée beaucoup de temps dans mon bureau à me transmettre son savoir et sa passion du code. Je termine ce paragraphe en remerciant les deux personnes du groupe que j'ai le plus côtoyé, c'est-à-dire mes deux directeurs de thèse qui sont des personnes aussi humbles que brillantes et avec lesquelles ce fut un réel plaisir de travailler. David, ton perfectionnisme n'a d'égal que ton obstination, et c'est ce qui fait ta force. Alors s'il te plait, rend USINE publique et montre aux gens ce qu'est un travail bien fait. Je suis aussi obligé de mentionner le soin avec lequel tu as relu ma thèse (bon d'accord, il restait des fautes d'orthographe mais tu en avais déjà trouvé tellement !). Quant à Laurent, il incarne pour moi la force tranquille. Codeur hors-pair, maître de vi et vitesse de réflexion supra-luminique sont des qualités qui ne sont pas à la portée du premier physicien venu. J'ai donc cherché une faille

en te harcelant de questions mais rien n’y fit : tu es aussi d’une patience à toute épreuve... Merci à tous les deux pour m’avoir supporté pendant ces 3 dernières années.

Ensuite il y a mes collègues thésards. D’abord il y a “le meilleur d’entre nous”, mon très cher co-bureau, colocataire et ami, Julien. Je te remercie pour ton amitié et tout ce qu’elle implique (et notamment, beaucoup de fou rire). Mais il y a aussi tout mes autres compagnons de promo. Manu, je dois bien le dire, heureusement que tu étais là pour apporter un peu de finesse dans ce monde de brutes. Et puis nous ne sommes pas près d’oublier nos longues déambulation dans les espace du LPSC ainsi que nos déprimés mutuelles durant notre interminable rédaction. Je remercie aussi Thomas (D.) avec lequel je partagea l’engouement pour le C++ mais aussi pour le O’Brother. Et entraîne toi à Smash mec. Pendant que je suis dans la catégorie thésards de la rue Lakanal, je remercie Thomas (C.) qui fait partie des personnes les plus gentilles et les plus dévouées que je connaisse. Merci à Isa, qui a toujours une longueur d’avance et nous permet de relativiser et de garder les pieds sur Terre. Merci à Alex pour avoir fait régner l’ordre et la justice dans notre bureau mais aussi pour toute les discussions intéressantes que nous avons eu. Puis il y a les jeunes. Je remercie donc Nico, afin qu’il se souvienne de moi quand il sera président du monde (ou de l’in2p3, c’est tout comme) et Mathieu, fils spirituel de Richard Stallman, pour qu’il ne détruise pas mon pc à distance !

Il y a aussi toute les personnes qui ne sont pas dans les catégories précédentes mais que j’apprécie et qui contribuent à l’ambiance chaleureuse du laboratoire : notre coach à tous : Fred, le plus cool des bassistes : Jean-Pierre, la personnification de ROOT : Benoit, le globe-trotter : Ludo, Mahfoud et son bagou, Daniel et sa passion, Françoise et sa patience, Yannick et ses lunettes ...

Contrairement à ma soutenance, je vais tâcher de ne pas oublier mes amis extérieurs au laboratoire. Merci à tous d’avoir été à mes côtés. Tout particulièrement Nours, qui a été au top durant ces années de collocation et Gooms qui est toujours aussi drôle en plus d’être ma sœur spirituelle.

Reste enfin ma famille. Je remercie mes parents ainsi que mes grand-parents pour l’éducation qu’ils m’ont donné et la confiance qu’ils m’ont accordés. Je remercie aussi mes cousins/cousines, ainsi que leurs parents, avec lesquels nous formons une véritable colonie de vacances. Merci enfin à ma sœur Émilie pour notre complicité qui n’en finit pas de croître.

Introduction

Nous fêtons, cette année, le centenaire de la découverte du rayonnement cosmique. Ces cent années de recherches sur ces particules qui nous viennent du cosmos ont permis une meilleure caractérisation de la composition et de la distribution énergétique du rayonnement cosmique, mais des questions essentielles restent en suspend. En particulier, les processus d'accélération des particules restent mal connus et nous sommes toujours incapables d'identifier précisément les sources de ce rayonnement. Le transport, régit par la structure des champs magnétiques galactiques et extra-galactiques, est aussi sujet à de nombreuses interrogations. Les difficultés rencontrées sont liées à la diversité du rayonnement cosmique, tant du point de vue des particules qui le composent que des énergies de ces dernières. En effet, on trouve dans le rayonnement cosmique l'ensemble des particules stables connues et leur distribution énergétique s'étend sur plus de 12 ordres de grandeur. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons à un domaine particulier de ce rayonnement cosmique : les noyaux d'origines galactiques.

Une des thématiques de recherche du groupe DARK du LPSC est l'étude de la propagation du rayonnement cosmique galactique. Celle-ci possède de nombreux enjeux. Lors de leur trajet dans la Galaxie jusqu'à la Terre, les particules subissent des interactions dans le milieu interstellaire et en gardent l'empreinte sous forme d'une modification des flux. L'étude de la propagation est donc un excellent moyen d'étudier l'environnement astrophysique galactique et de remonter jusqu'aux sources. Alors que la plupart des espèces du rayonnement cosmique sont produites au voisinage des sources (les noyaux primaires), certaines espèces (les noyaux secondaires) sont produites par spallation des primaires plus lourds lors de la propagation dans le milieu interstellaire. L'étude des rapports d'abondance secondaire sur primaire permet de contraindre les modèles de propagation, même lorsque les sources sont peu connues, et ils constituent donc une observable de choix. Leur mesure s'effectue par le biais de détecteurs de particules qui peuvent être placés sur Terre, en ballon stratosphérique ou dans l'espace. Dans le cadre de l'expérience embarquée en ballon CREAM (dont les 6 vols depuis 2004 ont permis l'acquisition de 162 jours de données) et de l'expérience AMS-02 (installée sur la station spatiale internationale depuis mai 2011), le groupe a contribué à la conception de deux imageurs Cherenkov pour la caractérisation des particules (charge et vitesse). Grâce à ces contributions, il est intégré dans ces deux expériences et participe à l'analyse des données, dont l'objectif est la reconstruction des flux et des rapports.

Cette thèse se situe à la frontière des activités d'analyse des données et de phénoménologie. Après un bref historique et une présentation générale du rayonnement cosmique qui constitueront la partie une, nous étudierons la propagation du rayonnement cosmique dans la partie deux. Nous commencerons par introduire le modèle de propagation utilisé puis nous étudierons les contraintes sur les modèles de propagation apportées par les éléments du quartet (^1H , ^2H , ^3He , ^4He) et qui ont fait

l'objet de l'article Coste et al. A&A 539, A88 (2012). Dans la partie trois, nous introduirons brièvement quelques principes de détection du rayonnement cosmique puis nous présenterons l'expérience CREAM. Enfin, dans la partie quatre, on reconstruira, à l'aide des données du troisième vol de CREAM, les flux des éléments H, He, B, C, N et O, avec pour objectif final la reconstruction du rapport secondaire sur primaire B/C. La reconstruction de ces flux permettra de mettre en évidence une cassure dans les spectres des éléments primaires carbone et oxygène. En effet, nous verrons que passé 500 GeV/n où l'indice de la loi de puissance de ces spectre est de $2.7^{+0.2}_{-0.2}$ pour l'oxygène (resp. $2.7^{+0.1}_{-0.1}$ pour le carbone), l'indice vaut alors $2.4^{+0.1}_{-0.1}$ pour ces deux espèces.

Table des matières

I	Présentation du rayonnement cosmique	1
1	Bref historique du rayonnement cosmique	3
1.1	Découverte du rayonnement cosmique	3
1.2	Caractérisation du rayonnement cosmique et découverte des particules	4
2	Nature du rayonnement cosmique	7
2.1	Préambule sur l'accélération des particules chargées	7
2.1.1	Accélération de Fermi du 2 ^{ème} ordre	7
2.1.2	Accélération de Fermi du 1 ^{er} ordre	10
2.1.3	Aperçu de la situation actuelle sur les mécanismes de diffusion	11
2.2	Le spectre du rayonnement cosmique	11
2.2.1	Les composantes de basse énergie	12
2.2.2	La composante de haute énergie : le rayonnement cosmique extra-galactique	14
2.2.3	Les énergies intermédiaires : la composante galactique nucléaire	16
2.2.4	La propagation du rayonnement cosmique galactique	22
2.2.5	Les autres composantes du rayonnement cosmique galactique	22
2.3	Tableau récapitulatif	26
II	Propagation du rayonnement cosmique galactique	29
3	Description de la propagation	31
3.1	L'environnement de propagation	31
3.1.1	Le disque galactique	31
3.1.2	Le halo galactique	33
3.1.3	Les interactions	33
3.2	Le modèle de diffusion	34
3.2.1	Équation générale	34
3.2.2	Modèle stationnaire à une dimension	36
3.2.3	Phénoménologie du modèle	38
3.3	En pratique : résultats et exploration de l'espace des paramètres	40
3.3.1	Contrainte des paramètres et codes de propagation : principe	40
3.3.2	Questions ouvertes sur les paramètres de propagation : δ , L , α	41
4	Contraintes des paramètres du rayonnement cosmique à l'aide du quartet (^1H, ^2H, ^3He, ^4He)	43
4.1	Motivations de l'étude du quartet	43
4.2	Les sections efficaces	43

4.2.1	Sections efficaces inélastiques	44
4.2.2	Sections efficaces de fragmentation	46
4.2.3	Contribution des différents éléments aux flux des éléments du quartet	50
4.3	Monte Carlo par Chaîne de Markov (MCMC) pour la contrainte des paramètres	53
4.3.1	L'approche bayésienne et les chaînes de Markov	54
4.3.2	L'algorithme de Metropolis-Hastings	54
4.3.3	Analyse des chaînes	57
4.4	Analyse des données simulées	58
4.4.1	Simulation des données	59
4.4.2	Les différentes stratégies d'analyse	62
4.4.3	Résultats	62
4.4.4	Recommandation pour l'analyse des données réelles	67
4.5	Analyse des données réelles	67
4.5.1	Compilation des données	67
4.5.2	Présentation des contraintes issues des données réelles	71
4.5.3	Comparaisons des différentes options d'ajustement	72
4.6	Conclusions et perspectives	73
4.6.1	Spectre source	73
4.6.2	Universalité de la propagation	74
4.6.3	Valeur de la pente de diffusion : $\delta \sim 0.3$ Vs $\delta \sim 0.7$	74
4.6.4	Perspectives	75

III L'expérience CREAM 77

5	Présentation de l'expérience CREAM	79
5.1	Principes généraux de détection du rayonnement cosmique	79
5.1.1	Détection directe	79
5.1.2	Détection indirecte	80
5.2	Objectifs de l'expérience CREAM	82
5.2.1	Étude des mécanismes sources	83
5.2.2	Calibration des expérience de détection indirecte	83
5.2.3	Étude de la propagation	83
5.3	Les sous-détecteurs	84
5.3.1	Le Timing Charge Detector (TCD)	84
5.3.2	Le Cherenkov Detector (CD)	86
5.3.3	La Cherenkov Camera (CherCam)	87
5.3.4	Le Silicon Charge Detector	90
5.3.5	Le calorimètre hadronique (CAL)	91
5.3.6	Conclusion	93
5.4	Les simulations du détecteur	93
5.4.1	GEANT 4	94
5.4.2	GEANT 3	96
6	Reconstruction des observables	99
6.1	Reconstruction de l'énergie et de la trajectoire avec le calorimètre	99
6.1.1	Reconstruction de l'énergie	99
6.1.2	Reconstruction de la trajectoire	100

6.2	Reconstruction de la trajectoire et de charge avec le SCD	104
6.2.1	Recherche du pixel traversé par la particule incidente	104
6.2.2	Reconstruction de la charge	104
6.2.3	Reconstruction de la trajectoire	104
6.3	Reconstruction de la charge avec CherCam et incertitudes	105
6.3.1	Méthode de reconstruction	105
6.3.2	Incertitudes sur la charge dans le cas idéal	107
6.3.3	Incertitudes supplémentaires	107
6.3.4	Mesure de la charge dans CherCam en fonction de l'énergie	110
6.4	Conclusion : spectres en charge des 3 sous-détecteurs	112

IV Reconstruction des flux des noyaux 115

7	Reconstruction de la distribution en énergie des évènements sélectionnés	119
7.1	Sélection des données et calcul du temps d'exposition	119
7.1.1	Sélection des périodes stables	119
7.1.2	Calcul du temps d'exposition	119
7.2	Distribution des particules en fonction de l'énergie	121
7.2.1	Sélection des évènements : identification des particules	121
7.2.2	Énergie totale, énergie par nucléon, énergie déposée : binning utilisé	121
7.3	Déconvolution de la résolution en énergie : unfolding	123
7.3.1	Effet de la réponse en énergie	123
7.3.2	Déconvolution : méthodologie	124
7.3.3	Déconvolution des données réelles	129
7.3.4	Application sur les données réelles	132
8	Estimation des efficacités et des contaminations : matrice d'identification	135
8.1	Méthodologie	135
8.2	Estimation des efficacités et des contaminations des espèces B, C, N et O avec les données de vol	136
8.2.1	Efficacité d'un plan de SCD pour B, C, N et O	137
8.2.2	Estimation des contaminations dans un plan de SCD pour B, C, N et O	138
8.2.3	Erreur sur l'efficacité et la contamination	140
8.2.4	Autres effets impactant l'estimation des efficacités et des contaminations	140
8.3	Estimation de l'efficacité de sélection des espèces p et He avec la simulation GEANT3	143
8.4	Résultat final pour la matrice d'identification	143
9	Estimation des flux B, C, N, O, H et He	145
9.1	Coupure supplémentaire sur la sélection des noyaux de bore	145
9.1.1	Origine de la corrélation des mesures du SCD à basse charge : les interactions inélastiques	145
9.1.2	Coupures protons et héliums simulant un noyau de bore	146
9.1.3	Conséquence de cette coupure sur la spallation des noyaux lourds en bore	149
9.2	Calcul de l'acceptance du détecteur et de l'efficacité de déclenchement	149
9.2.1	Notions de facteur géométrique et d'efficacité de déclenchement	149
9.2.2	Estimation des efficacités pour p et He avec GEANT 3	150
9.2.3	Estimation des acceptances pour B, C, N et O avec GEANT3	152
9.2.4	Dépendance de l'acceptance avec la charge dans les données de vol	153

9.3	Rétro-propagation des flux au-dessus de l'atmosphère	156
9.3.1	Calcul des probabilités de destruction et de fragmentation	156
9.3.2	Rétro-propagation des flux au-dessus de l'atmosphère à partir des probabilités	157
9.4	Estimation des flux	159
9.4.1	Obtention des flux : récapitulatifs	159
9.4.2	Présentation des flux	160
9.4.3	Estimation des barres d'erreurs	164
9.4.4	Conclusions et perspective	166

Première partie

Présentation du rayonnement cosmique

Chapitre 1

Bref historique du rayonnement cosmique

1.1 Découverte du rayonnement cosmique

En 1900, les physiciens Julius Elster et Hans Geitel observent la décharge d'un conducteur chargé et isolé électriquement de la Terre. Cette observation, qu'ils mettent en relation avec la découverte par Pierre et Marie Curie de la radioactivité, les pousse à émettre l'hypothèse de l'existence d'un rayonnement ionisant. À cette époque, il est encore trop tôt pour parler de rayonnement cosmique puisque la communauté scientifique attribue l'existence de ce rayonnement à la radioactivité terrestre.

Le doute est jeté sur l'origine de ce rayonnement lorsque le physicien Théodore Wulf effectue, en 1910, une série de mesures de l'ionisation de l'air au pied et au sommet de la Tour Eiffel (à 300 m au-dessus du sol) à l'aide d'un électromètre de sa fabrication. Il émet l'hypothèse que ce rayonnement est en fait de la radioactivité γ puisque c'est le seul rayonnement connu susceptible de subsister après des dizaines de mètres d'air. Connaissant le coefficient d'absorption des rayons γ , il calcule le taux d'ionisation attendu au sommet de la Tour Eiffel. Ces résultats montrent une diminution du taux d'ionisation de l'air en fonction de l'altitude moins importante que celle attendue dans sa théorie et Wulf est amené à supposer l'existence d'une source de radiation supplémentaire pour expliquer ces résultats.

Afin de clarifier la situation, le physicien autrichien Victor Hess effectue, entre 1910 et 1912, une série d'expériences en ballon pendant lesquelles il mesure le taux d'ionisation de l'air à différentes altitudes. Il observe la diminution du taux d'ionisation de l'air jusqu'à une altitude de 1000 m (à cause de la diminution de la composante du flux liée à la radioactivité terrestre), puis l'augmentation de ce taux jusqu'à 5000 m (l'altitude maximale qu'il atteint). Ce résultat lui permet de conclure à l'existence d'un rayonnement ionisant très pénétrant et d'origine extra-terrestre. Cette série d'observations vaudra à Hess le prix Nobel de physique en 1936 au côté du physicien américain Carl Anderson pour sa découverte du positron.

1.2 Caractérisation du rayonnement cosmique et découverte des particules

À la question de l'existence du rayonnement cosmique succéda rapidement la question de sa nature. À partir de 1920, un débat oppose les physiciens américains Robert Millikan et Arthur Compton sur ce sujet. Tandis que pour ce dernier, il s'agit de particules chargées, Robert Millikan, à qui on doit le terme impropre 'rayon cosmique', est persuadé que ce rayonnement est fait de photons. Un pas en avant est fait en 1927, lorsqu'au cours d'un voyage en bateau le physicien néerlandais Jacob Clay observe que le taux d'ionisation diminue lorsqu'il se rapproche de l'équateur. Cette observation favorise fortement la thèse de Compton puisque dans le cas de particules chargées ce taux dépend du champ géomagnétique terrestre et donc de la latitude.

La prochaine avancée concerne le signe de la charge de ces particules. En effet si ces particules sont chargées, elles doivent subir des déflexions dues au champ magnétique terrestre. Au niveau de l'équateur, le champ magnétique est aligné selon l'axe sud-nord et les particules sont par conséquent déviées vers l'est si elles sont de charge positive (vers l'ouest sinon). Grâce à ces considérations, faites par l'abbé Georges Lemaître, et en observant un déficit de particules provenant de l'est (nommé asymétrie est-ouest), l'italien Bruno Rossi et l'américain Thomas Johnson en déduisent indépendamment que le rayonnement cosmique est composé en majorité de particules de charges positives.

Pendant ce temps, le physicien français Pierre Auger utilise un détecteur très récent pour étudier les rayons cosmiques : le compteur Geiger. Mis au point par Hans Geiger et Walther Müller en 1928, ce détecteur est suffisamment sensible pour détecter le passage d'une seule particule chargée. Cette grande sensibilité est obtenue au prix de déclenchements intempestifs et c'est ce qui motive Walther Bothe à utiliser deux détecteurs en coïncidence pour réduire le bruit de fond (méthode qui lui vaudra le prix Nobel de physique en 1954). À cause de la proximité du laboratoire Curie qui produit un important bruit de fond et malgré l'utilisation de compteurs en coïncidence, Auger continue d'observer des événements fortuits. Ces événements ne signent pas le passage d'une particule au travers des deux détecteurs, mais bien le passage de deux particules situées dans une même fenêtre temporelle. Pour diminuer le taux d'événements fortuits, Auger réduit la fenêtre temporelle et constate que le taux d'événements ne diminue pas comme attendu pour des événements indépendants. Il effectue diverses expériences dans lesquelles il augmente la distance entre les détecteurs en coïncidence et va jusqu'à les placer à plusieurs centaines de mètres. Devant un taux de coïncidence toujours supérieur à celui attendu pour un processus aléatoire, il conclut à l'existence de gerbes de particules arrivant de manière simultanées. Il parvient même à corrélérer la taille des gerbes observées avec l'énergie de la particule incidente et en déduit la présence de particules d'une énergie supérieure à 10^{18} eV.

Entre les années 1930 et 1950, le rayonnement cosmique suscite un intérêt grandissant. En effet, les physiciens prennent conscience que celui-ci leur permet de sonder un domaine d'énergie inatteignable par les accélérateurs de l'époque, qui ne vont que jusqu'à quelques dizaines de MeV. Cette source de particules très énergétiques leur permet de sonder plus profondément la structure des atomes et permet la découverte d'une longue liste de particules. C'est Carl Anderson qui initie ces découvertes avec celle du positron en 1932 à l'aide de photographies de sa chambre à brouillard. Ces clichés montrent une grande quantité de traces provenant d'électrons et quelques traces similaires mais de courbures opposées qui signent l'existence d'une particule identique à l'électron mais de charge opposée. Cette découverte est suivie, quatre ans plus tard, par celle du muon puis par celle du pion et du kaon. Parallèlement, les années 30 voient la naissance des premiers accélérateurs de particules.

1.2 Caractérisation du rayonnement cosmique et découverte des particules

En 1932, les physiciens britanniques John Cockcroft et Ernest Walton réalisent la première désintégration d'un noyau à l'aide de particules électriquement accélérées [49], ce qui leur vaut un prix Nobel en 1951. Comme le rayonnement cosmique, les accélérateurs de particules permettent donc de sonder l'atome et son noyau mais contrairement à celui-ci ils laissent à l'utilisateur le choix de l'énergie de la particule incidente et autorisent aussi des flux plus intenses. Ainsi arrive la naissance de la physique des particules qui permettra de hiérarchiser l'existence de ces nombreuses particules. Les accélérateurs deviennent le moyen principal d'étude de la structure de l'atome et l'attrait pour le rayonnement cosmique diminue. Avec l'augmentation du nombre de particules découvertes, l'étude des constituants élémentaires de l'atome donne lieu au modèle standard et la physique des particules et l'étude du rayonnement cosmique se séparent. L'intérêt pour le rayonnement cosmique renaît dans les années 70 avec l'émergence de théories au-delà du modèle standard suggérant l'existence de nouvelles particules. Dans les mêmes années, les observations astrophysiques suggèrent la présence de matière noire. Il se pourrait que la matière noire et les particules au-delà du modèle standard ne fassent qu'une. Les recherches s'intensifient à la fois dans les accélérateurs et dans les études astrophysiques : les deux disciplines se rejoignent à nouveau. L'étude du rayonnement cosmique est alors poussée par une nouvelle motivation : la découverte de la matière noire par le biais de sa signature dans les flux des particules du rayonnement cosmique.

Même si les problématiques posées par Victor Hess lors de son discours pour le prix Nobel [88] concernant l'origine et la composition du rayonnement cosmique sont toujours d'actualité aujourd'hui, sa connaissance est bien plus aboutie qu'à l'époque et le terme 'rayonnement cosmique' englobe une plus grande variété de particules. Ainsi, la définition de rayonnement ionisant d'origine extra-terrestre a été modifiée pour inclure l'intégralité des particules d'origines extra-terrestres, qu'elles soient ionisantes ou non.

1.2 Caractérisation du rayonnement cosmique et découverte des particules

Chapitre 2

Nature du rayonnement cosmique

Dans la partie précédente, on a présenté la découverte du rayonnement cosmique d'un point de vue phénoménologique, c'est-à-dire en tant que phénomène capable d'expliquer la présence d'un rayonnement ionisant d'origine extra-terrestre. On a ensuite mis en évidence son utilisation en tant qu'outil utile à l'exploration de la physique des particules. Dès ses premiers instants, l'étude du rayonnement a donc été poussée par deux types de motivations : son étude en tant que messenger de l'univers permettant de sonder le monde qui nous entoure et bien sûr, son étude intrinsèque pour mieux comprendre sa nature. Cette partie commencera par introduire un modèle simple d'accélération des particules chargées sans distinction d'espèces. On présentera ensuite les différentes particules présentes dans le rayonnement cosmique.

2.1 Préambule sur l'accélération des particules chargées

Une des questions les plus cruciales concernant le rayonnement cosmique porte sur son origine. Quels sont les processus capables d'amener des particules au repos jusqu'aux énergies que nous observons ? Contrairement aux photons et aux neutrinos, les particules chargées peuvent puiser leur énergie dans le milieu interstellaire bien après leur création et c'est en ce sens que l'on parle d'accélération. Étant donné le caractère très ténu du milieu interstellaire, les seules forces par lesquelles les particules chargées sont susceptibles d'interagir sont la gravité et la force électromagnétique. En terme d'efficacité seule cette dernière est susceptible de transmettre de l'énergie aux particules de manière durable. En effet, même si la gravité peut transmettre de l'énergie à une particule rentrant dans un puits gravitationnel, cette énergie sera perdue lorsque la particule s'en échappera. Les particules gagnent donc de l'énergie grâce à des champs magnétiques ou des champs électriques. Le milieu interstellaire est globalement neutre et, par conséquent, dénué de tout champs électriques et seuls quelques astres sont capables de fournir des champs électriques (étoiles à neutrons ou trous noirs). Les autres mécanismes impliquent des champs magnétiques. Comme un champ magnétique constant ne travaille pas, il faut donc faire appel à des champs magnétiques dépendants du temps ou en mouvement. Il s'agit principalement des ondes magnéto-hydrodynamiques qui constituent la principale classe des modèles d'accélération de Fermi, aussi appelés modèles d'accélération par onde de choc diffusive et communément admis comme le principal candidat pour l'accélération du rayonnement cosmique.

2.1.1 Accélération de Fermi du 2^{ème} ordre

En 1949, Fermi écrit l'article fondateur des modèles d'accélération actuels [74]. L'intérêt de son modèle est qu'il explique très naturellement une des caractéristiques les plus importantes du rayonne-

2.1 Préambule sur l'accélération des particules chargées

ment cosmique, à savoir la distribution du flux de particules en fonction de l'énergie. Cette distribution, sur laquelle nous reviendrons plus en détail dans la partie 2.2, est présentée sur la figure 2.2. Elle apparaît en très bonne approximation comme une droite sur cette figure en échelle logarithmique, ce qui se traduit par une loi de puissance en échelle linéaire :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad (2.1)$$

où N représente le nombre de particules d'énergie E et γ l'indice de cette loi de puissance.

Dans la théorie de Fermi, les particules sont accélérées grâce à leurs interactions avec des nuages magnétiques qui se propagent dans le milieu interstellaire. Lors du passage d'une particule à travers un nuage, celle-ci va subir de nombreuses déflexions à cause des champs magnétiques désordonnés du nuage. Dans le référentiel dans lequel le nuage est fixe, la particule ressortira du nuage avec une direction isotrope. En moyenne, si la particule rencontre le nuage de face, de retour dans le référentiel dans lequel le nuage se déplace, l'énergie de la particule augmente. Au contraire, elle diminue si elle rattrape le nuage. Le gain en énergie vient du fait que les collisions frontales, et donc les gains d'énergie, sont plus fréquentes que les collisions fuyantes qui entraînent des pertes d'énergie. Dans ce qui suit on reprendra les grandes lignes de l'article de Fermi.

2.1.1.1 Calcul du gain moyen d'énergie

Voyons maintenant de manière analytique comment évolue l'énergie de la particule après sa traversée du nuage. Soit un nuage se déplaçant avec une vitesse \vec{u} par rapport à un référentiel \mathcal{R} et une particule d'énergie E_1 et de vitesse \vec{v} , dont la direction forme un angle θ_1 avec la direction du nuage. Dans le référentiel du nuage \mathcal{R}' ¹, puisque le champ ne travaille pas et que les pertes d'énergie par ionisation sont négligeables au-delà de quelques centaines de MeV, l'énergie de la particule est conservée et seule sa direction est modifiée². Dans le référentiel \mathcal{R} , la direction sortante de la particule par rapport à la direction du nuage sera notée θ_2 et son énergie E_2 . Dans le référentiel du nuage, l'énergie de la particule vaut $E'_1 = E_1 \gamma (1 - \beta \cos \theta_1) = E'_2$, où $\beta = \frac{u}{c}$ est la vitesse du nuage et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. De retour dans le référentiel \mathcal{R} , l'énergie est donc : $E_2 = E'_2 \gamma (1 + \beta \cos \theta'_2)$. En conséquence, la variation relative d'énergie moyennée sur les angles d'entrée et de sortie s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E}{E} &= \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \gamma^2 (1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle) (1 + \beta \langle \cos \theta'_2 \rangle) - 1 \\ &= \gamma^2 (1 + \beta \langle \cos \theta'_2 \rangle - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle + \beta^2 \langle \cos \theta'_2 \rangle \langle \cos \theta_1 \rangle) - 1. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Pour commencer, θ'_2 est isotrope et par conséquent $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$. Ensuite, le flux de particules arrivant d'une direction θ_1 est proportionnel à la vitesse des particules :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\theta_1} &\propto \sqrt{(v \cos \theta_1 - u)^2 + v^2 \sin^2 \theta_1} \\ &\propto v \left(1 - \frac{u}{v} \cos \theta_1 + o\left(\frac{u}{v}\right) \right) \\ &\propto v - u \cos \theta_1. \end{aligned}$$

En conséquence de quoi on a :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int \cos \theta_1 \frac{dN}{d\Omega} d\Omega}{\int dN} = -\frac{\beta}{3}.$$

1. Toute les variables primées correspondent aux variables non primées dans le référentiel du nuage.

2. Dans certains milieux, tels que les noyaux actifs de galaxie, cette approximation ne peut être effectuée.

En remplaçant dans l'équation 2.2, on obtient le gain moyen d'énergie à chaque traversée du nuage :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{\left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right)}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3}\beta^2. \quad (2.3)$$

2.1.1.2 Distribution en énergie des particules

À partir de ce gain, on peut calculer la distribution en énergie des particules au voisinage de la source. Partant de N_0 particules d'énergie E_0 , calculons le nombre de particules atteignant une énergie E . Le nombre de traversées du nuage nécessaire pour qu'une particule atteigne cette énergie est donné par l'équation :

$$E = E_0 (1 + \Delta E)^n = E_0 \left(1 + \frac{4\beta^2}{3}\right)^n,$$

et par conséquent :

$$n = \frac{\ln \frac{E}{E_0}}{\ln \left(1 + \frac{4\beta^2}{3}\right)}.$$

La distance moyenne parcourue par une particule, avant d'interagir avec le milieu interstellaire et de dissiper toute son énergie, est définie par son libre parcours moyen l . Pour un tel parcours moyen, la fraction de particules restantes après avoir parcouru une distance x est $\exp(-x/l)$. Dans notre cas, si on note L la distance moyenne entre deux nuages, le nombre de particules ayant croisé n nuages vaut donc :

$$N = N_0 e^{-\frac{nL}{l}}.$$

En remplaçant n par son expression on obtient :

$$\begin{aligned} N(E) &= N_0 e^{-\frac{L}{l} \frac{\ln \left(\frac{E}{E_0}\right)}{\ln \left(1 + \frac{4\beta^2}{3}\right)}} \\ &= N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{-L/l}{\ln \left(1 + \frac{4\beta^2}{3}\right)}} \\ &\approx N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\frac{3L}{4l\beta^2}}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

pour $\beta \ll c$.

La distribution en énergie des particules suit donc bien une loi de puissance. Ce mécanisme, appelé accélération de Fermi du 2^{ème} ordre à cause du terme en β^2 , permet donc d'accroître l'énergie des particules jusqu'à de très hautes énergies. Cependant, il n'est pas suffisamment efficace pour expliquer la distribution énergétique du rayonnement cosmique. Le problème principal de cette première version du mécanisme de Fermi est que le gain d'énergie à chaque rencontre d'un nuage est très faible puisqu'il évolue en β^2 et que les nuages se déplacent à des vitesses faibles ($\beta \approx 10^{-5}$). Le nombre de traversée de nuages nécessaire pour que la particule atteigne les énergies observées est donc grand et la distance parcourue est supérieure au libre parcours moyen de la particule. Ce mécanisme, bien que capable de rendre compte de la forme générale de la distribution ne peut donc pas expliquer le spectre observé.

2.1 Préambule sur l'accélération des particules chargées

2.1.2 Accélération de Fermi du 1^{er} ordre

Ce problème peut être surmonté en considérant une nouvelle géométrie des centres diffuseurs. Dans ce nouveau modèle, l'accélération a lieu au voisinage de zones de choc séparant un milieu 1, calme, non choqué et par lequel arrivent les particules, d'un milieu 2 choqué. Il existe différents environnements susceptibles de produire des chocs dans l'univers (vents stellaires, supernovae, binaires X, vents de pulsars, jets [27]). Ici, nous prendrons à titre illustratif le choc issu d'une supernova. Lorsqu'une étoile explose³, elle éjecte une grande quantité de matière à des vitesses supersoniques. L'onde de choc se propage alors de manière radiale à travers le milieu interstellaire et réchauffe ce dernier. Derrière le choc, les inhomogénéités magnétiques attachées au milieu interstellaire choqué ont des vitesses bien plus grandes ($\sim 10^4$ km/s) que celles du milieu non choqué (~ 10 km/s). Comme indiqué sur la figure 2.1, une fois le choc traversé, le seul moyen pour la particule de s'échapper est de retraverser le choc. Pour des directions d'entrée et de sortie données, les équations qui régissent le gain ou la perte d'énergie de la particule sont les mêmes que pour l'accélération de Fermi du second ordre, et c'est seulement la distribution des angles qui change. Dans l'approximation d'un choc planaire, les distributions angulaires sont celles d'un flux isotrope projeté sur une surface et les valeurs moyennes des cosinus valent maintenant $\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3}$ et $\langle \cos \theta_2 \rangle = \frac{2}{3}$. On trouve alors que le gain d'énergie relatif vaut :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \approx \frac{4}{3} \beta. \quad (2.5)$$

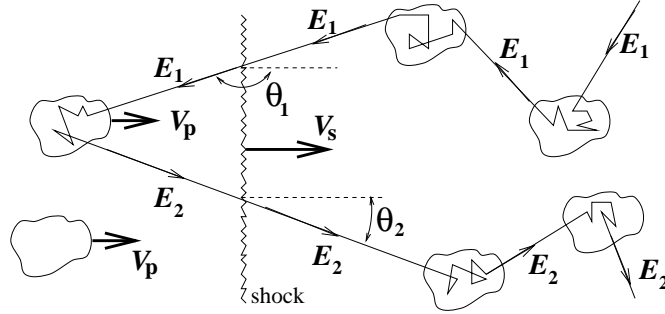


FIGURE 2.1 – Passage d'une particule au voisinage d'un choc. Les particules provenant du milieu interstellaire (à droite) entrent dans le milieu choqué (à gauche et caractérisé par une vitesse V_p) et retraversent le choc pour en sortir (la vitesse des inhomogénéités est négligeable de ce côté). Figure issue de [138].

La distribution des énergies des particules s'écrit maintenant :

$$N(E) \approx N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\frac{3L}{4l\beta}}. \quad (2.6)$$

Cette fois-ci, le terme en β est au premier ordre, ce qui rend le mécanisme plus efficace. On peut comprendre l'efficacité de ce mécanisme en observant que contrairement au mécanisme précédent, celui-ci ne permet pas les collisions fuyantes. En effet, quel que soit le côté du choc où la particule se trouve, si elle se déplace avec le milieu et dans le référentiel de ce dernier, elle voit arriver l'autre milieu avec une vitesse V_p . L'équation 2.6 ne prédit pas d'énergie limite au-delà de laquelle les particules

3. Nous reviendrons sur le mécanisme de supernovae dans la section 2.2.3.

ne sont plus accélérées. Cependant, dans la pratique, lorsque le rayon de giration de la particule devient du même ordre de grandeur que les dimensions de la source, les particules ne sont plus confinées et s'échappent de la source. Les dimensions de la source et son champ magnétique permettent donc de définir une énergie maximale [108]. Ceci est illustrée sur la figure 2.4 qui présente les candidats à l'accélération des particules chargées en fonction de leur taille et des champs magnétiques dans leur voisinage. Les énergies maximales des sources apparaissent sur le plan sous formes de diagonales.

2.1.3 Aperçu de la situation actuelle sur les mécanismes de diffusion

Il faut garder à l'esprit que ce modèle simple, établi à la fin des années 70 a connu des raffinements dont la description va bien au-delà du sujet de cette thèse. On peut toutefois mentionner la rétro-action des rayons cosmiques sur le choc, qui n'est pas prise en compte dans le modèle présenté. En effet, l'effet de la pression du rayonnement cosmique sur les nuages magnétiques a pour conséquence un adoucissement du profil du choc [65] qui invalide l'hypothèse stationnaire dans laquelle on résout les équations précédentes. L'accélération des rayons cosmiques et l'évolution du choc doivent être traitées conjointement dans un modèle dépendant du temps. Ce problème peut être résolu en abandonnant l'approche stochastique au profit d'une approche magnéto-hydrodynamique où les deux composantes sont traitées comme des fluides. On peut aussi mentionner le problème de l'injection des particules. Celui-ci stipule qu'à basse énergie (~ 100 MeV), l'énergie gagnée lors de la traversée du choc ne compense pas l'énergie perdue par ionisation du milieu interstellaire et le mécanisme est donc inefficace ([110],[114]). Le problème est particulièrement important pour les électrons dont les pertes d'énergie sont encore plus nombreuses (synchrotron, Bremsstrahlung, ...). Pour finir, soulignons que le mécanisme d'accélération des particules chargées s'applique à toutes les particules et sans hypothèse sur la localisation des zones accélératrices. Cependant, bien que l'accélération de différentes espèces puisse avoir lieu dans un même site, ce n'est pas toujours le cas. De plus, pour une même espèce, les sites candidats à l'accélération des particules diffèrent selon les énergies mises en jeu. Dans ce qui suit, on subdivisera le rayonnement cosmique par composition et domaine d'énergie afin de mieux faire apparaître les origines et les spécificités de chaque catégorie.

2.2 Le spectre du rayonnement cosmique

D'un point de vue quantitatif, la composition du rayonnement cosmique est avant tout dominée par les noyaux qui constituent plus de 90 % du total. Parmi les noyaux, on trouve principalement des protons (90 %) et des héliums (9 %). À cela, il faut ajouter une contribution dans antiprotons, des électrons et des positrons, ainsi que des particules non chargées, les rayons γ , les neutrinos et même des neutrons solaires. La diversité du rayonnement cosmique en fait une discipline d'une grande richesse dont chaque particule constitue un domaine d'étude entier, aux enjeux et intérêts propres. Dans cette partie, on commencera par s'intéresser aux noyaux puis on passera en revue les autres composantes du rayonnement cosmique.

Le rayonnement cosmique nucléaire constitue le domaine d'étude principal de cette thèse. Ce sujet tire sa richesse de sa grande gamme en énergie qui implique de nombreux mécanismes. En effet, on observe des protons, et autres ions, sur une plage d'énergie de plus de 15 ordres de grandeur entre le MeV et ZeV (10^{21} eV). Présentée sur la figure 2.2, la distribution des particules en fonction de l'énergie (aussi appelé spectre en énergie) suit une loi de puissance dont l'indice est relativement constant et proche de 2.7 (à l'exception d'anomalies discutées dans les sections 2.2.2.1 et 2.2.3.1). Ceci se traduit par des variations de flux de plus de 30 ordres de grandeur qui nécessitent diverses techniques de détections (qui seront brièvement introduites dans la section 5.1). Sur cette grande plage

2.2 Le spectre du rayonnement cosmique

d'énergie, on peut distinguer trois populations de particules, tant au niveau du type de source que des énergies mises en jeu.

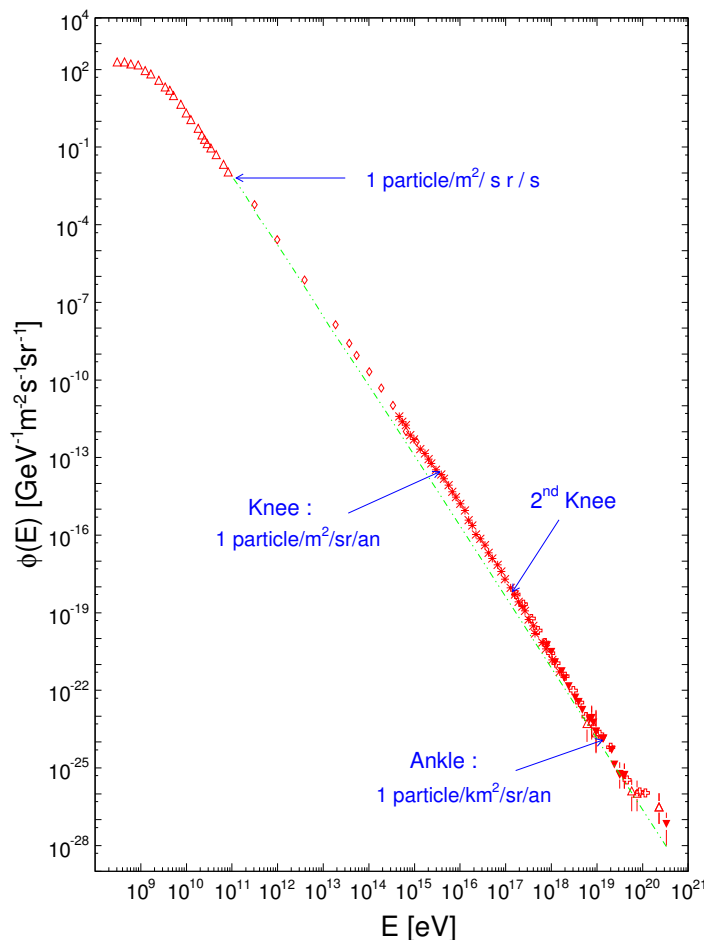


FIGURE 2.2 – Spectre inclusif du rayonnement cosmique chargé tiré de [154].

2.2.1 Les composantes de basse énergie

2.2.1.1 La composante solaire

La population des particules de basse énergie (du keV au GeV) est majoritairement dominée par les particules solaires. On en distingue deux catégories, les particules issues d'éruptions solaires transientes ([136]) et celles issues d'éjections de masse coronale. Les éruptions solaires sont des phénomènes où une grande quantité d'énergie magnétique est libérée à la surface du soleil à travers le mécanisme de reconnection magnétique. Dans de telles éruptions, jusqu'à 50% de l'énergie magnétique peut être utilisée pour accélérer des protons, des ions lourds et des électrons [137]. Des éjections de masse coronale (*engl* : *Coronal Mass Ejection* ou CME) peuvent aussi survenir à la suite de ces éruptions et participer à l'accélération de particules. Ce phénomène se traduit par l'expansion du champ magnétique de la couronne solaire qui s'éjecte vers la haute couronne en emportant de la matière coronale. Dans les CME, l'accélération survient dans les ondes de chocs qui se forment en amont des CME grâce à un mécanisme similaire aux mécanismes d'accélération de Fermi d'ordre 1

et 2.

2.2.1.2 La composante anormale

On trouve dans le système solaire un flux anormalement élevé de particules entre 1 et 100 MeV [47]. Ces particules proviennent d'atomes neutres du milieu interstellaire qui pénètrent dans l'héliosphère à cause du mouvement relatif du soleil dans la Galaxie. Sous la pression des photons UV ou par interaction avec les particules du vent solaire, elles deviennent partiellement ionisées et sont repoussées jusqu'au choc de l'héliopause (la limite de l'héliosphère). Sous l'action du choc, elles sont accélérées et leur énergie passe de 4 keV/n à plusieurs dizaines de MeV/n puis elles sont ré-injectées dans la cavité solaire. De là, elles diffusent plus facilement dans l'héliosphère que le rayonnement cosmique galactique (RCG) car les particules sont partiellement ionisées et interagissent donc moins avec les champs magnétiques de l'héliosphère. Pour une énergie donnée, la composante anormale du rayonnement cosmique est donc moins sensible à la modulation solaire que la composante galactique totalement ionisée et cela lui permet de subsister à plus basse énergie. La figure 2.3 montre les flux d'héliums mesurés par Voyager 1 (en haut) et Voyager 2 (en bas) en 1985 et 2 ans plus tard, après diminution de la modulation solaire. On peut distinguer les deux composantes dont l'amplitude est maximale à deux énergies différentes. Au-dessous de 100 MeV/n la composante anormale domine. On peut aussi noter l'impact de la modulation solaire sur le flux : en périodes de forte modulation (1985), le flux est beaucoup plus faible.

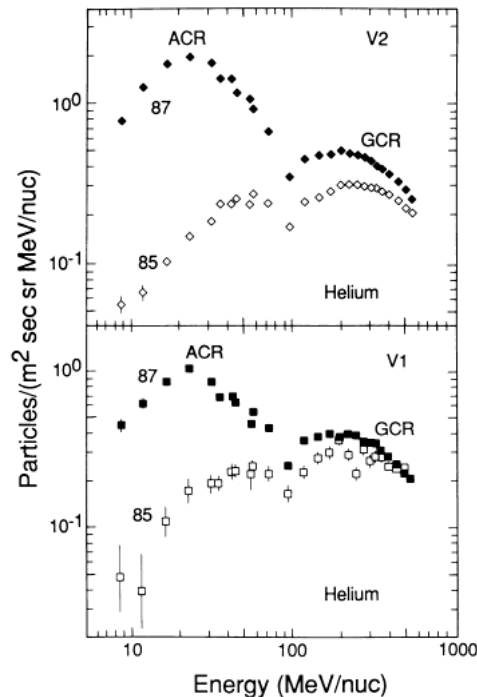


FIGURE 2.3 – Flux d'hélium mesuré par Voyager 1 (en haut) et Voyager 2 (en bas) en 1985 (symboles creux et modulation solaire importante) et 1987 (symboles pleins et modulation solaire plus faible). Figure tirée de [46].

2.2 Le spectre du rayonnement cosmique

2.2.2 La composante de haute énergie : le rayonnement cosmique extra-galactique

La deuxième composante du rayonnement cosmique nucléaire que nous allons introduire concerne le domaine des ultra-hautes énergies ($E > 3 \cdot 10^{18}$ eV) et est caractérisée par un flux extrêmement faible (~ 1 particule km^{-2} semaine $^{-1}$). Cette énergie correspond à une caractéristique importante, bien qu'encore mal comprise du rayonnement cosmique, la cheville. Il s'agit du changement de pente du rayonnement cosmique où l'indice du spectre en énergie passe de ~ 3.3 à ~ 2.6 [5].

2.2.2.1 Les “anomalies” spectrales

La cheville

Elle est considérée comme l'énergie à laquelle s'effectue une transition dans l'origine du rayonnement cosmique. Le changement de pente observé résulterait de l'extinction du flux du RCG, qui prédomine à plus basse énergie, et qui laisse ainsi apparaître une composante extra-galactique sous-dominante jusqu'alors. L'élégance de ce mécanisme, illustré sur la figure 2.5, provient de l'apparition naturelle de la cassure sans nécessiter un ajustement précis des paramètres du modèles. L'hypothèse d'un changement de régime est renforcée par le fait qu'il est difficile d'accélérer des particules au-delà de l'énergie de la cheville avec les objets galactiques. En effet, pour des particules ultra-énergétiques, le rayon de giration des particules (~ 3 kpc) dans les champs magnétiques des zones accélératrices ($\sim 3 \mu\text{G}$) devient supérieur à l'épaisseur du disque galactique [134] et le processus devient inefficace. Un autre facteur limitant l'énergie des particules est le temps de vie des restes de supernovae (*angl* : *SuperNova Remnant* ou SNR) qui représentent le candidat principal pour l'accélération du RCG. En effet, même si une particule reste confinée autour d'une supernova, le temps nécessaire à son accélération jusqu'aux ultra-hautes énergies est supérieur à la durée de vie du reste de supernova [108]. Enfin, on peut aussi noter que l'anisotropie dipolaire des directions d'arrivées du rayonnement cosmique extra-galactique est extrêmement faible ($< 2\%$ à 10^{18} eV [71]) et peu compatible avec la distribution des sources dans le disque galactique. Notons toutefois que cette remarque n'a de sens qu'à ultra-haute énergie où les rayons cosmiques sont trop énergétiques pour être déviés par les champs magnétiques de la Galaxie et pour lesquels on peut donc corréler la direction d'arrivée avec la direction de la source.

La coupure GZK

Une autre caractéristique intéressante des rayons cosmiques de ultra haute énergie (*angl* : *Ultra High Energy Cosmic Rays* ou UHECR) concerne la coupure GZK du nom des physiciens Greisen [83] et Zatsepin et Kuz'min [175] qui l'ont prédite. Ces deux groupes de physiciens ont montré que l'interaction des UHECRs avec les photons du fond diffus cosmologique à travers le processus de production de pions devient un processus dominant au-dessus 10^{20} eV. Au-delà de cette énergie, la propagation des rayons cosmiques est limitée à une sphère (appelée sphère GZK ou encore horizon GZK) ayant pour rayon le libre parcours moyen associé au processus. En moyenne, une fois sorties de cette sphère, les particules vont interagir et perdre de l'énergie jusqu'à ce que le processus redevienne négligeable. Il en résulte une chute abrupte du flux du rayonnement cosmique au-delà de 10^{20} eV. Cette caractéristique, longtemps sujette à controverse, a maintenant été observée par diverses expériences (Auger [4], Hires [159]). Ceci permet d'affirmer, une fois encore, que la majorité des UHECRs est créée dans des sources au-delà de l'horizon GZK (< 200 Mpc pour $E > 60$ EeV) et sont donc extra-galactiques.

2.2.2.2 Les sources

La localisation et l'identification des sources reste l'une des thématiques les plus importantes des UHECRs. L'étude de cette thématique est effectuée au travers de deux observables principales, la composition élémentaire des UHECRs et leur direction d'arrivée. Dans la majorité des modèles, l'accélération d'une particule est proportionnelle à sa charge. Par conséquent, si l'énergie limite que peut atteindre un proton est E_{th} , alors des éléments plus lourds de charge Z peuvent atteindre une énergie $Z \times E_{th}$. Il est donc intrinsèquement plus facile d'expliquer l'existence de noyaux lourds de 10^{20} eV que de protons de cette énergie. Ceci est illustré sur la figure 2.4, connue sous le nom de diagramme de Hillas, et qui présente les champs magnétiques des objets astrophysiques connus en fonction de leur taille (et donc du rayon de giration maximal associé). Les lignes droites, continue et en pointillé, représentent respectivement les caractéristiques minimales nécessaires à l'accélération de protons et de noyaux de fer de 10^{20} eV. On s'aperçoit que l'accélération de protons 10^{20} eV n'est pas triviale. Seule une minorité d'objets peut y contribuer (AGN, lobes de radiogalaxies, amas de galaxies ...) contrairement aux fers qui peuvent être accélérés par une plus grande variété d'objets.

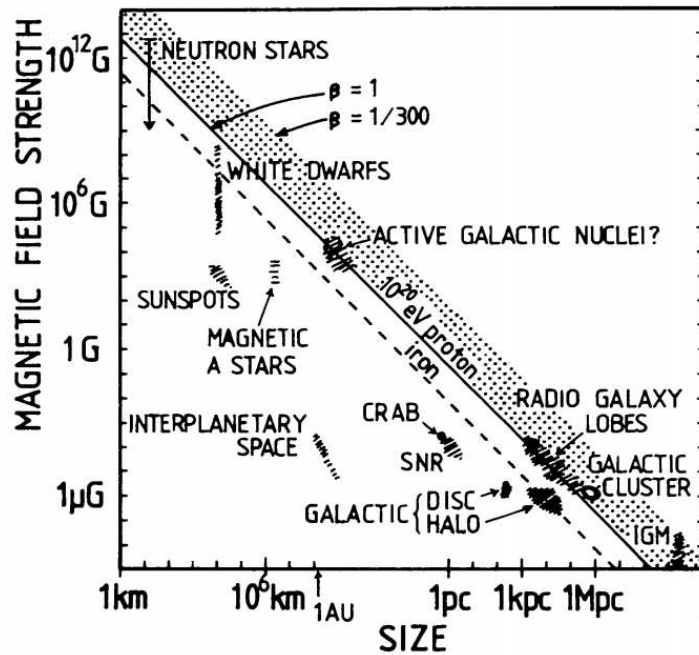


FIGURE 2.4 – Champ magnétique des objets astrophysiques connus en fonction de leur taille [90].

Une autre différence importante entre éléments légers et éléments lourds concerne la déflexion induite par les champs magnétiques galactiques et extra-galactiques. Comme l'énergie maximale des sources, la capacité des champs magnétiques à courber les particules est proportionnelle à leur charge. Même si les champs magnétiques galactiques et extra-galactiques sont encore mal connus, il semblerait que les protons ne soient que très peu déviés au cours de leur propagation ($\sim 3^\circ$), contrairement aux éléments plus lourds qui peuvent être déviés significativement (jusqu'à $\sim 20^\circ$ dans le cas du fer [155]). Ainsi, si les UHECRs sont composés d'éléments légers, leur direction d'arrivée pointe à quelques degrés près vers leur source. Pour tester cette hypothèse, la méthode principale consiste à chercher des corrélations entre les directions d'arrivées des particules et les sources potentielles

2.2 Le spectre du rayonnement cosmique

de UHECRs déjà connues⁴. Le catalogue de sources potentielles de référence est le 'Veron-Cetty et Veron catalog' (catalogue VCV) qui recense des quasars, des noyaux actifs de galaxies et quelques objets BL lac. En cas de corrélation entre le catalogue VCV et les directions de UHECRs, conclure que les UHECRs sont émis par les objets du catalogue n'est pas automatique. En effet, les objets du catalogue sont des objets massifs, principalement placés au cœur des galaxies, et un rayonnement cosmique dont la direction d'arrivée corrèle avec, par exemple, un noyau actif de galaxie, corrèle aussi avec tous les objets de la galaxie du fait de la résolutions angulaire sur les directions d'arrivées. Cette mesure, qui nécessite une statistique importante, est l'un des principaux objectifs de la collaboration Pierre Auger. En 2007, cette collaboration avait annoncé que la direction d'arrivée des UHECRs corrélait à 69% avec les sources du VCV, mais la contrainte s'est ensuite relâchée avec l'accumulation de plus de statistique. La corrélation entre la direction d'arrivée des UHECRs et les sources du catalogue VCV est maintenant de 38% contre 21% pour un modèle de sources isotropes [6]. En conclusion, bien qu'une légère anisotropie soit observée, l'accumulation de plus de statistique est nécessaire pour pouvoir conclure que les UHECRs proviennent ou non de régions associées à des noyaux actifs de galaxies ou des quasars.

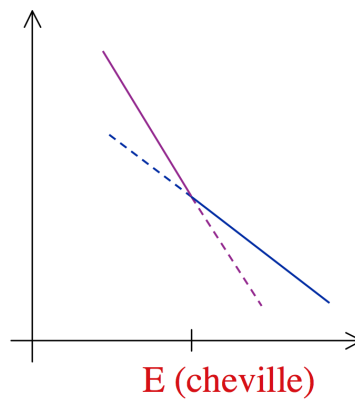


FIGURE 2.5 – Interprétation simpliste de la cheville [134]. Alors que la composante galactique (en violet) s'éteint, elle laisse apparaître la composante extra-galactique (en bleu). Il résulte de la superposition des deux flux, une cassure convexe dans le spectre en énergie.

2.2.3 Les énergies intermédiaires : la composante galactique nucléaire

Entre la composante solaire et la composante extra-galactique se situe la composante galactique. Elle s'étend du GeV à l'EeV (la limite supérieure est encore sujette à controverse) et représente la majorité du rayonnement cosmique que nous observons sur Terre, autant d'un point de vue quantitatif qu'énergétique. Hormis quelques exceptions, la distribution en énergie du RCG suit une loi de puissance typique du mécanisme d'accélération de Fermi déjà évoqué.

2.2.3.1 Les "anomalies" spectrales

Sur le spectre en énergie présenté à la figure 2.2, on s'aperçoit qu'à basse énergie la loi de puissance n'est pas respectée et tend à saturer avant de redescendre à très basse énergie : c'est l'effet de la modulation solaire. Ensuite, aux alentours du PeV ($3 \cdot 10^{15}$ eV), apparaît un changement de pente

4. Comme une minorité d'objet astrophysique est capable d'accélérer des particules jusqu'à ultra-haute énergie et que les UHECRs proviennent de distances restreintes à la sphère GZK on peut faire la liste des sources proches potentielles de UHECRs.

où l'indice passe de -2.7 à -3.1 appelé le genou. Comme dans le cas des UHECRs la question de l'origine du RCG se pose et l'emplacement exact du genou ainsi que sa composition sont des éléments clés pour répondre à cette question.

La modulation solaire

À basse énergie, le flux du RCG ne suit plus une loi de puissance. Ce phénomène est une conséquence du vent solaire, un flux de particules chargées émanant du soleil. Le mouvement de ces particules dans le système solaire induit des turbulences dans le champs magnétique de l'héliosphère et l'accroissement de ces turbulences rend plus difficile la propagation des particules de rayonnement cosmique dans l'héliosphère. Le mot modulation provient du fait que la quantité de vent solaire dépend de l'activité solaire qui est cyclique avec une période de 22 ans (qui s'apparente à deux périodes de 11 ans qui se distinguent par un changement de polarité). L'activité du soleil peut être mesurée par le biais de divers instruments. On peut compter le nombre de taches solaires (zone de la surface du soleil où la température est plus basse) ou encore étudier le flux de neutrons solaires. La figure 2.6 de gauche montre l'évolution du taux de rayonnement cosmique et le nombre de taches solaires sur plus de 50 ans. On observe une anti-corrélation entre ces deux quantités. L'impact de la modulation solaire sur le flux peut être très important et les flux aux basses énergies peuvent varier, dans le temps, sur près d'un ordre de grandeur. Ceci apparaît très clairement sur la figure 2.6 de droite qui montre le flux de protons mesuré chaque année par l'expérience BESS entre les années 1997 et 2002 (respectivement minimum et maximum solaires). On peut aussi noter que même si l'effet de la modulation solaire est particulièrement important au-dessous du GeV, il subsiste jusqu'à de relativement hautes énergies (~ 10 GeV).

Le genou

La deuxième caractéristique spectrale du RCG concerne le genou dont l'origine est encore inconnue. Contrairement au changement de pente convexe observé à $3 \cdot 10^{18}$ eV (la cheville), on ne peut pas attribuer un changement de pente concave à la disparition d'une composante principale qui laisse apparaître une composante secondaire. Expliquer le genou grâce à l'existence de deux composantes nécessite un ajustement bien particulier qui semble peu naturel. En effet, il s'agit de faire se terminer une première composante de loi de puissance d'indice -2.7 à l'énergie du genou pendant qu'une deuxième loi de puissance d'indice -3.1 prendrait son essor à cette même énergie. Une explication plus probable du genou provient de la dépendance en charge des énergies de coupure des différents noyaux. Le genou étant constitué de la somme de tous les flux élémentaux, leur disparition successive peut provoquer un changement de pente. Il a été montré [92] que le genou peut être reproduit si l'on suppose des énergies de coupure proportionnelles à la charge⁵. Cette théorie est corroborée par la récente mesure par la collaboration KASCADE du flux cumulé des éléments lourds (dont la composition exacte n'est pas connue). Cette nouvelle mesure met en évidence l'apparition d'une cassure dans le spectre des éléments lourds aux alentours de $8 \cdot 10^{16}$ eV, soit ~ 26 fois l'énergie du genou [23]. Il semble donc tentant de relier ce facteur 26 à la charge du noyau de fer, qui est l'espèce lourde dominante dans le rayonnement cosmique. Notons toutefois que l'étude par KASCADE est indirecte, puisque les particules cosmiques ne sont pas observées individuellement et que les mesures sont assujetties d'incertitudes importantes.

5. Plus précisément, il s'agit d'un phénomène lié à la rigidité magnétique de la particule en accélération, définie comme l'impulsion de la particule divisée par la charge.

2.2 Le spectre du rayonnement cosmique

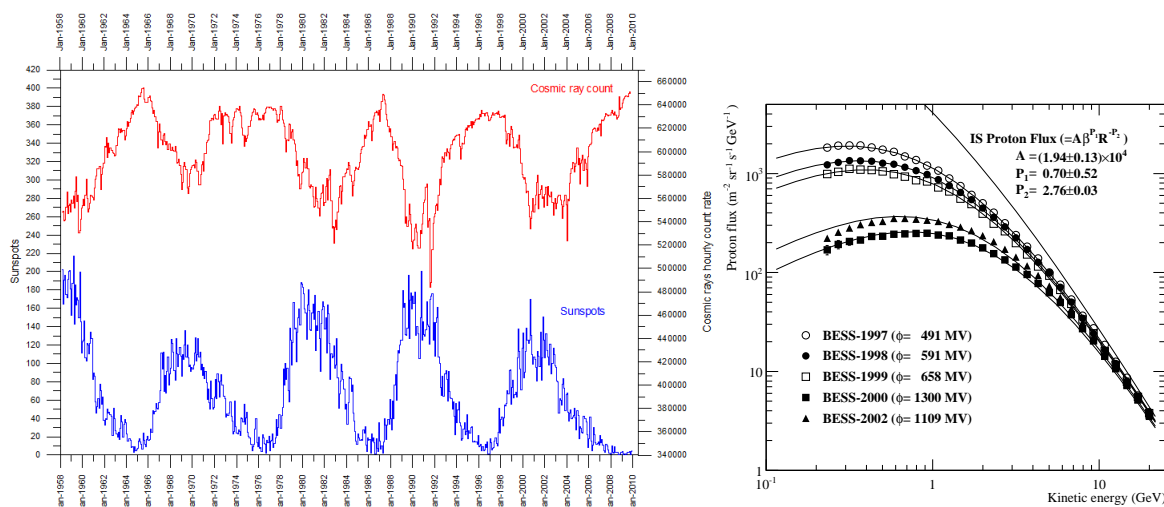


FIGURE 2.6 – À gauche : évolution du flux de rayonnement cosmique et du nombre de taches solaires. À droite : flux de protons mesuré annuellement par l'expérience BESS [151].

2.2.3.2 Les sources

Une première condition pour les candidats sources est d'être suffisamment énergétique pour être en mesure d'expliquer la densité d'énergie du rayonnement cosmique dans la Galaxie. Ceci n'est pas trivial puisque la densité d'énergie intégrée sur l'ensemble de la Galaxie implique l'existence de sites astrophysiques dans la Galaxie capables de soutenir un haut taux de production du rayonnement cosmique ($1 - 1.5 \times 10^{41}$ erg/s [75], [66]). Suivant ces considérations, les candidats potentiels à l'accélération du RCG sont les supernovae [36], les étoiles à neutrons dans les systèmes binaires [89] et les pulsars [85] (bien que ces derniers soient surtout utilisés pour expliquer le RCG de haute énergie [31]). Cependant, il est très probable que le rayonnement cosmique soit produit dans des sites astrophysiques de différentes natures. Il n'est donc pas exclu que d'autres objets soient aussi susceptibles de participer à sa production. C'est vraisemblablement le cas des étoiles Wolf-Rayet qui perdent leur masse beaucoup plus rapidement que les étoiles standards. L'hypothèse de leur contribution au rayonnement cosmique est étayée par de haute teneur en ^{22}Ne par rapport à sa teneur dans le système solaire (~ 5 fois la teneur attendue [43]). Par ailleurs, il n'est pas exclu que le processus d'accélération s'effectue en deux étapes : le vent solaire des étoiles Wolf-Rayet pourrait être accéléré dans un deuxième temps grâce à des explosions de supernovae dans le voisinage. Plus récemment, cette hypothèse a été reprise dans [34]. Les auteurs suggèrent que comme la majorité des étoiles Wolf-Rayet provient d'étoiles OB en cohabitation avec des supernovae dans les superbules, ces dernières constituent un site potentiel pour l'accélération du rayonnement cosmique.

L'hypothèse des vestiges de supernovae

Elle constitue l'hypothèse la plus répandue. Les restes de supernovae subsistent à la suite d'une explosion de supernova de type II (aussi appelée supernova à effondrement de cœur). Les progéniteurs de ce type d'explosion sont des étoiles ayant entre 10 et 50 masses solaires. À la suite du cycle de fusion qui lui confère une structure en couche (cf. figure 2.7), le cœur de l'étoile est constitué de fer. La réaction de fusion ayant atteint le noyau le plus stable, elle s'arrête et la température du cœur diminue. L'équilibre hydrostatique qui existe entre la force de gravité et l'énergie libérée par la fusion est brisé et l'étoile commence à se contracter rapidement. La pression augmente jusqu'à ce que

les électrons et les protons fusionnent pour donner des neutrons. Le cœur alors composé de neutrons cesse de se contracter et atteint une densité similaire à celle de la matière nucléaire. Lorsqu'elle atteint le cœur, la matière des couches supérieures rebondit et provoque une onde de choc qui se propage vers l'extérieur. La matière éjectée (ejecta) va se propager dans le milieu interstellaire environnant et transférer son énergie au gaz qui s'y trouve. Après le passage de l'éjecta, le gaz du milieu interstellaire est donc plus chaud que celui en amont de l'éjecta, ce qui donne naissance à un choc similaire à celui décrit dans la partie sur l'accélération de Fermi (cf. section 2.1). Notons aussi que c'est cette nucléosynthèse stellaire qui produit les abondances qu'on retrouve dans le milieu interstellaire et le rayonnement cosmique.

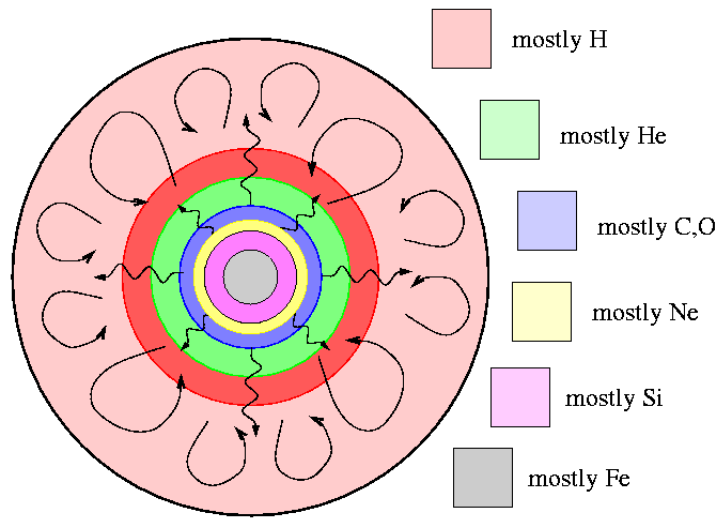


FIGURE 2.7 – Structure d'une supernova de type II.

Un premier argument fort en faveur des SNRs est donc que le mécanisme d'accélération par onde de choc diffusive y est possible. Les vestiges de supernovae bénéficient donc de tous les arguments en faveur de ces mécanismes et en particulier l'apparition naturelle d'un spectre en loi de puissance. Ensuite, et comme on l'a vu dans la partie introductive, les vestiges de supernovae sont suffisamment énergétiques et se produisent suffisamment souvent (~ 3 / siècle) pour expliquer la densité d'énergie que l'on trouve dans la Galaxie tout en gardant des efficacités (i.e. fraction de l'énergie des SNR transmise aux particules) raisonnables ($\sim 10\%$). Enfin, il est aujourd'hui établi observationnellement que les vestiges de supernovae accélèrent des particules. En effet, plusieurs télescopes ont récemment observé des flux de rayons γ au GeV dont la direction coïncide avec la position de SNRs connus (Fermi [2], AGILE [157], HESS [12]) interagissant avec des nuages de gaz moléculaire. Un tel rayonnement signe la présence de particules chargées énergétiques. L'accélération de particules dans les SNRs est donc bien établie. Cependant la nature des particules accélérées reste encore à déterminer puisque ces rayons γ sont la signature de deux processus, l'un d'origine leptonique, l'autre d'origine hadronique. Dans le premier cas, les rayons γ sont produits par des électrons de haute énergie par les mécanismes d'émissions Bremsstrahlung et Compton inverse. Dans le deuxième cas, le processus commence par l'interaction de noyaux du rayonnement cosmique avec les noyaux du milieu interstellaire qui produisent des pions neutres qui se désintègrent finalement en γ . Il n'est donc pas clair si les SNRs sont des sources d'électrons ou de noyaux énergétiques.

2.2 Le spectre du rayonnement cosmique

2.2.3.3 Antimatière et matière noire

En plus de la composante nucléaire usuelle, de l'antimatière est aussi présente dans le RCG d'origine hadronique. Il s'agit principalement d'antiprotons produits à la suite d'interactions entre les noyaux du rayonnement cosmique et ceux du milieu interstellaire. Les espèces dominantes sont, dans les deux cas, l'hydrogène et l'hélium et les réactions principales sont donc $(p, He) + (H, He) \rightarrow \bar{p} + X$ [68]. L'étude des flux d'antiprotons est aujourd'hui motivée par sa capacité à mettre en évidence la matière noire si elle existe. En effet, un canal supplémentaire pouvant donner naissance à des antiprotons est l'annihilation ou la désintégration de particules de matière noire. L'existence de matière noire peut donc être révélée par un excès d'antiprotons par rapport aux antiprotons attendus d'origine astrophysique. Toutefois, l'estimation du flux des antiprotons astrophysiques n'est pas une chose aisée et nécessite une très bonne connaissance des mécanismes de propagation, dont les incertitudes impliquent une erreur sur les flux attendus pouvant atteindre 25% [68]. À l'heure actuelle les flux d'antiprotons mesurés sont compatibles avec les flux attendus d'origines astrophysiques [64], mais les incertitudes laissent encore de la place pour une composante exotique [38],[63].

Les anti-deutérons sont, eux aussi, l'objet de recherches car ils constituent une autre sonde de la matière noire. Comme les antiprotons, les anti-deutérons sont produits par interaction entre le rayonnement cosmique et le milieu interstellaire. Cette fois, le processus de création d'anti-deutérons nécessite la création de deux antiparticules au lieu d'une (un antiproton et un antineutron), ce qui rend la production d'anti-deutérons beaucoup moins probable et les flux bien plus faibles ($\bar{d}/\bar{p} \sim 10^{-4}$ [62]).

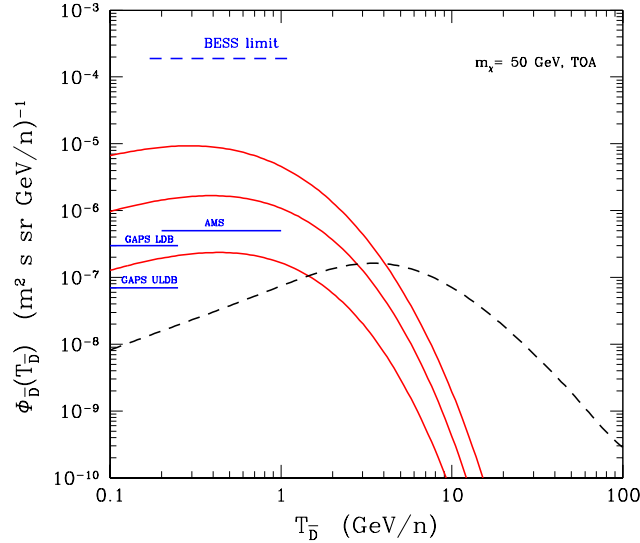


FIGURE 2.8 – Flux de d'anti-deutérons produit par une particule de matière noire de 50 GeV pour 3 modèles de propagations. La description de la particule et des modèles de propagation est présentée dans [62]. La contribution astrophysique attendue est représentée par le trait pointillé.

À basse énergie (GeV/n), le flux d'anti-deutérons tombe plus rapidement que le flux d'antiprotons, ce qui laisse de la place à des modèles de matière noire non exclus par les antiprotons. La figure 2.8 montre le flux d'anti-deutérons en rouge produit par une particule de matière noire de 50 GeV pour 3 modèles de propagation différents et décrits dans [62]. La contribution astrophysique standard attendue est représentée en traits pointillés noirs. Quel que soit le modèle de propagation utilisé, la contribution due à la matière noire domine à basse énergie. Actuellement, seules des limites existent sur les flux d'anti-deutérons (la limite de BESS est présentée sur la figure [62]), mais ce flux pourrait

être établi par le détecteur Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02). Ce détecteur, d'une précision inégalée, a été installé sur la station spatiale internationale (ISS) en mai 2011. En moins d'un an, il a déjà accumulé une statistique sans précédent et devrait continuer à prendre des données pendant au moins les 10 prochaines années. Un des objectifs de ce détecteur est la mesure ou la contrainte des flux d'antiparticules. Notons aussi le développement de l'expérience embarquée en ballon General AntiParticle Spectrometer (GAPS [25]) dont l'objectif est la mesure et/ou la contrainte des flux d'antiparticules et particulièrement du flux d'anti-deutérons.

Les anti-héliums présentent aussi un intérêt pour le rayonnement cosmique. Puisqu'ils sont composés de 4 antinucléons, ils sont extrêmement difficiles, voire impossibles à produire ($\bar{He}/\bar{p} \sim 10^{-12}$) par les processus astrophysiques standards ou même par la matière noire. Les anti-héliums tirent justement leur intérêt du fait qu'ils ne sont pas censés exister dans l'univers tel que nous le connaissons. Seule une anti-étoile pourrait émettre de tels noyaux et leur découverte dans le rayonnement cosmique serait une avancée fondamentale dans la compréhension de l'asymétrie matière-antimatière [45].

2.2.3.4 L'anisotropie

En première approximation, le rayonnement cosmique est isotrope du fait du caractère aléatoire des champs magnétiques de la Galaxie [30]. Cependant des anisotropies peuvent être causées par la structure locale et à grande échelle du champ magnétique galactique :

- À basse et moyenne énergie ($E \lesssim 1$ TeV), une anisotropie dipolaire est causée par la géométrie de l'héliosphère, la zone d'influence des vents solaires. À priori sphérique, cette zone est déformée par le mouvement relatif du soleil dans la Galaxie, et forme alors une longue traînée à l'arrière de l'héliosphère par rapport à la direction du déplacement. On observe un excès de particules en provenance de la queue de l'héliosphère. En effet, dans cette région le champ magnétique est moins intense et l'effet d'écran est plus faible. Cet effet peut être observé en étudiant les variations journalière du flux du rayonnement cosmique qui ont un caractère périodique de 24 heures et sont maximales lorsque la verticale des détecteurs pointe vers la queue de l'héliosphère. L'anisotropie atteint une amplitude de 1 % à ~ 400 GeV [128].
- Au-delà de 1 TeV, l'effet de l'héliosphère s'estompe et c'est l'effet lié à la structure galactique qui domine [20]. Plusieurs anisotropies sont attendues. La première est connue sous le nom d'effet Compton-Getting [50] et est due au mouvement relatif de la Terre dans la Galaxie. Le système solaire, et donc en moyenne la Terre, se déplace à 220 km/s par rapport au centre galactique. Dans l'hypothèse où le rayonnement cosmique est isotrope dans le référentiel galactique, le mouvement relatif de la Terre produit un excès de particules dans la direction vers laquelle la Terre se déplace. À basse énergie cette anisotropie est supprimée par les champs magnétiques terrestres et solaires mais doit apparaître à l'échelle du TeV. L'effet Compton-Getting a été observé par diverses expériences ([57, 19]) mais les derniers résultats sont plus ambigus [18, 15]. Cette difficulté d'interprétation est causée par la difficulté de distinguer l'effet de l'héliosphère de l'hypothétique effet Compton-Getting.
- L'effet de la propagation et de la diffusion des particules peut aussi se faire sentir dans la mesure de l'anisotropie, et en particulier dans sa dépendance énergétique. Dans le cadre d'un modèle de diffusion, il est possible de définir et de déterminer l'anisotropie attendue et elle dépend de la valeur du coefficient de diffusion [139]. Ce coefficient est paramétré en fonction de l'énergie par nucléon E comme une loi de puissance $K = K_0 E^\delta$ et la valeur de son indice δ est sujette à d'intenses débats.

2.2 Le spectre du rayonnement cosmique

La mesure de l'anisotropie, et particulièrement de sa dépendance énergétique, peut donc apporter de nouvelles contraintes sur cet indice. De plus, dans des modèles plus raffinés, le coefficient de diffusion des particules n'est pas isotrope. Ils possèdent une composante parallèle et une composante perpendiculaire au champ magnétique permanent dirigé le long du disque. L'existence de ces deux régimes de diffusion induit aussi une anisotropie supplémentaire. Réciproquement, l'étude de l'anisotropie permet donc la contrainte des différentes composantes du tenseur de diffusion.

- Enfin, l'anisotropie est bien sûr affectée par la présence de sources locales. En effet, dans un scénario réaliste où les sources sont discrètes, les supernovae les plus proches peuvent dominer le flux mesuré sur Terre et modifier complètement l'anisotropie observée par rapport à un modèle de sources continues [139].

2.2.4 La propagation du rayonnement cosmique galactique

C'est l'un des aspects cruciaux de l'étude du RCG. Entre leur lieu de production et la Terre, les particules subissent une multitude d'interactions avec la matière et les champs magnétiques du milieu interstellaire. Comprendre la propagation du rayonnement est un enjeu majeur aux multiples intérêts. D'abord, nous observons le rayonnement cosmique depuis la Terre et pas dans son lieu de production. L'information que celui-ci transporte à propos des sources est donc convoluée avec la propagation : comprendre la propagation est donc nécessaire pour pouvoir étudier la physique des sources. De plus, les particules du rayonnement cosmique accumulent de l'information relative à leurs interactions avec le milieu interstellaire. Le RCG est donc un traceur de la Galaxie : comprendre sa propagation nous apporte des informations sur la Voie Lactée. Puisque la propagation fait l'objet de la partie suivante, nous ne rentrerons pas dans les détails dans ce chapitre.

2.2.5 Les autres composantes du rayonnement cosmique galactique

2.2.5.1 Le rayonnement cosmique leptonique

Les leptons constituent la deuxième espèce la plus présente du rayonnement cosmique après les noyaux. Leur étude constitue une discipline à part entière tant au niveau des techniques de détection que des motivations scientifiques. Alors que pour les noyaux l'identification de la particule consiste à mesurer la charge (les atomes sont entièrement ionisés) et l'énergie, une observable supplémentaire est requise pour distinguer les électrons et les positrons des protons. Pour cela, on peut mesurer la rigidité R de la particule, c'est-à-dire sa propension à être déviée dans un champ magnétique. Elle dépend directement de la charge de la particule et de sa masse au travers de la relation :

$$R = \frac{pc}{Ze}$$

où p est l'impulsion de la particule, c la vitesse de la lumière, Z le nombre de protons et e la valeur absolue de la charge d'un électron. À l'appareillage usuel il faut donc rajouter à l'instrument un aimant puissant capable de courber les trajectoires de manière substantielle à l'intérieur de l'instrument ainsi qu'un trajectographe pour suivre l'évolution de cette trajectoire (comme dans AMS-02 [105] ou PAMELA [8]). Un autre façon de distinguer les leptons des hadrons est d'utiliser la trace qu'ils laissent dans un calorimètre comme dans FERMI [26]. En effet, les gerbes qui se développent à la suite de la fragmentation d'un proton ou d'un lepton ont des caractéristiques différentes (largeur de la gerbe, profondeur d'interaction, ...).

Contrairement aux noyaux et à cause de leur faible masse, les électrons et positrons interagissent très fortement avec les champs magnétiques de la Galaxie par émission d'un rayonnement synchrotron ainsi qu'avec les photons peu énergétiques du fond diffus cosmologique par réaction Compton inverse. En conséquence, ces particules perdent rapidement leur énergie lors du transport dans le milieu interstellaire et sont donc incapables de se propager sur de longues distances. Les électrons et positrons que nous observons sont donc issus de sources proches ($d \lesssim 1$ kpc à 1 TeV) par opposition aux noyaux qui peuvent se propager sur des distances galactiques (et même extra-galactiques). L'origine précise de ces électrons est encore indéterminée mais on peut citer les candidats sources principaux que sont les pulsars proches ([153],[61]) et les vestiges de supernovae (SNR) [102]. Le caractère local des électrons-positrons suscite un grand intérêt puisque l'on peut chercher ces sources parmi les sources proches déjà cataloguées. De plus, la distribution en énergie et l'anisotropie attendues des électrons-positrons diffèrent d'une source à l'autre et ceci motive la mesure de ces observables [102]. Afin de mieux contraindre les hypothèses sur les sources du rayonnement cosmique leptonique, l'étude des électrons/positrons de haute énergie ($E \sim 1$ TeV) constitue un domaine de recherche en plein essor. Un tel flux au-delà du TeV a récemment été observé par le télescope HESS [11] et est présenté sur la figure 2.9, mais ici encore il s'agit mesure indirecte sujette à des incertitudes importantes.

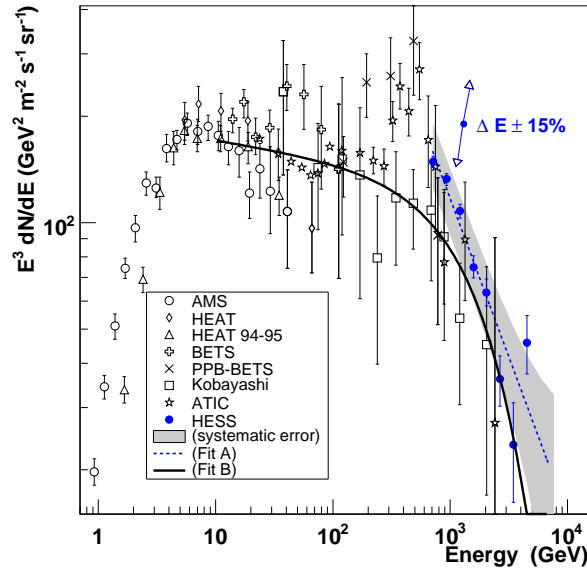


FIGURE 2.9 – Flux des électrons/positrons multiplié par E^3 en fonction de l'énergie (GeV). Les points de l'expérience HESS (en bleu) établissent l'existence d'un flux électrons/positrons au-delà du TeV. Figure tirée de [11]

Les positrons

Bien que le rayonnement cosmique leptonique soit dominé par les électrons, on y trouve aussi des positrons, produits majoritairement par interactions du rayonnement cosmique nucléaire avec le milieu interstellaire. L'intérêt de l'étude du flux de positrons réside dans l'éventualité qu'une partie des positrons puisse être produite par désintégration ou annihilation de particules de matière noire. De tels phénomènes pourraient être mis en évidence par l'apparition d'un excès dans la distribution du flux de positrons par rapport au flux d'électrons. La mesure de la fraction de positrons par l'expérience PAMELA est présentée sur la figure 2.10 de gauche. Cette mesure controversée a été confirmée par

2.2 Le spectre du rayonnement cosmique

la récente mesure de l'expérience FERMI [7] présentée sur la figure 2.10 de droite. Comparativement à un modèle où les positrons sont uniquement produits par interaction des noyaux du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire (ligne continue de la figure 2.10 de gauche), la fraction mesurée par les deux expériences montre un excès significatif. Il est cependant difficile d'affirmer que cette contribution supplémentaire est issue de la matière noire car les incertitudes sur le flux de positrons attendu sont encore grandes et d'autres mécanismes peuvent contribuer à la production de positrons. On ne peut pas exclure la présence d'un pulsar proche ou d'une supernova produisant des électrons-positrons par création de paires lors de la désintégration de rayons γ . De plus, étant donné le caractère local des flux de leptons, la distribution spatiale des sources supplémentaires impacte sensiblement la distribution des flux. Par conséquent, il est possible de reproduire les caractéristiques du spectre observé en jouant sur la distribution spatiale des sources et leurs caractéristiques énergétiques, sans invoquer d'autres sources [94]. D'autre part, il n'est même pas nécessaire d'invoquer de contribution primaire de positrons pour rendre la fraction de positrons prédite compatible avec les données expérimentales. En effet, les incertitudes sur la propagation des noyaux parents de ces positrons (principalement proton et hélium) et sur les sections efficaces de production de positrons impliquent des erreurs sur la fraction de positrons attendue qui la rendent compatible avec les données [109]. La mesure de ce rapport jusqu'au TeV est un des objectifs principaux de l'expérience AMS-02.

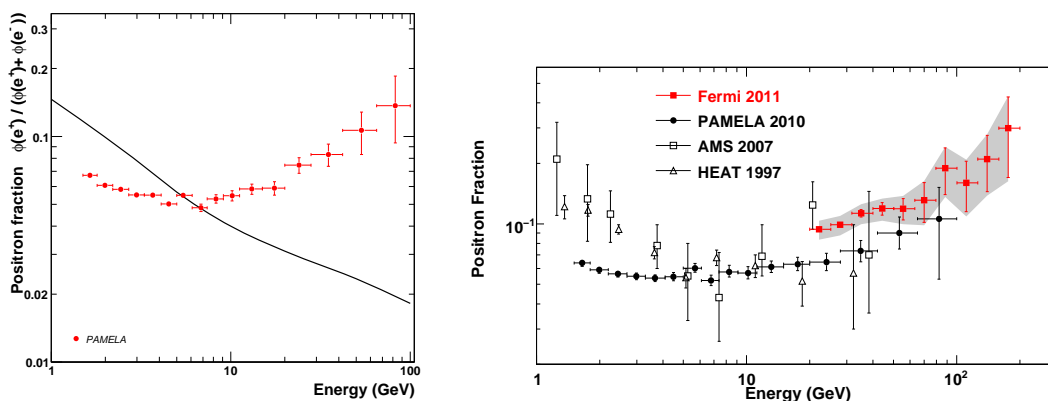


FIGURE 2.10 – A gauche : fraction électrons-positrons observée par l'expérience PAMELA tirée de [8]. La ligne continue représente la contribution attendue dans le cas d'une production des positrons uniquement secondaire (interaction des protons avec le milieu interstellaire) [126]. À droite : confirmation de la mesure à haute énergie de PAMELA par l'expérience FERMI [7].

2.2.5.2 Les rayons γ

Le rayonnement γ est une autre sonde des processus astrophysiques. Il est produit par un grand nombre de processus : émission Bremsstrahlung, émission synchrotron, rayonnement de corps noir ou encore émission inverse-Compton. En plus de ces processus standards, les γ les plus énergétiques peuvent être engendrés par des sursauts gamma. L'étude des rayons γ présente un intérêt pour la recherche des sources du rayonnement cosmique nucléaire de haute énergie car les rayons γ doivent exister dans les régions accélératrices de rayonnement cosmique. Puisqu'ils pointent vers leurs sources, ils pointent aussi vers les sources des particules qui leur donnent naissance. On s'attend donc à trouver des rayons γ produits près des vestiges de supernovae qui constituent le candidat source principal à l'accélération du rayonnement cosmique. Des observations ont en effet montré la présence de rayons γ au voisinage de supernovae ([164, 73, 1]) et la question est maintenant de

déterminer quelles particules donnent naissance à ce rayonnement. Dans le cas d'un scénario de production hadronique, les rayons γ sont créés par désintégrations des π^0 à la suite des collisions entre les protons du rayonnement cosmique et les hydrogènes des nuages moléculaires proches des vestiges de supernovae. Dans le cas d'un scénario leptonique, les rayons γ résultent de l'émission Bremsstrahlung des électrons lors de la traversée des nuages moléculaires, ou de réaction Inverse-Compton entre les électrons de haute énergie et les photons de plus basse énergie [163]. Ces deux scénarii prédisent des distributions en énergie des rayons γ différentes, ce qui permet en principe leur discrimination. Cependant, à l'heure actuelle, la précision des mesures n'est pas suffisante pour permettre cette discrimination. L'accumulation du nombre de sources ainsi que l'arrivée d'une nouvelle génération de télescopes gamma (HESS-II, CTA, etc.) devraient permettre une meilleure discrimination de ces modèles. Mais les rayons γ ne sont pas présents seulement au voisinage des supernovae, mais bien dans toute la Galaxie sous forme d'émission diffuse. Ce rayonnement est la conséquence de plusieurs effets. Il est formé par la multitude des astres galactiques dont la brillance est trop faible pour pouvoir être résolu, de l'interaction du rayonnement cosmique avec les champs magnétiques et le milieu interstellaire ou encore des sources extra-galactiques non résolues [125]. Les photons γ issus des interactions du rayonnement cosmique sont particulièrement intéressants pour l'étude du rayonnement cosmique. L'étude du spectre en énergie du rayonnement γ permet de distinguer cette composante et permet une cartographie du rayonnement cosmique dans la Galaxie intégrée sur notre ligne de visée.

2.2.5.3 Les neutrinos

Le neutrino est une particule neutre de faible masse qui interagit par interaction faible. Postulé en 1930 par le physicien autrichien Wolfgang Pauli pour expliquer le spectre continu de la désintégration bêta, il fut observé expérimentalement en 1956 par les physiciens américains Frederick Reines et Clyde Cowan. Les neutrinos sont produits dans divers sites astrophysiques tels que les étoiles ou les supernovae. Ils existent sous trois saveurs (l'hypothèse de saveurs supplémentaires est toujours ouverte) et possèdent la caractéristique remarquable de pouvoir changer de saveur au cours de leur propagation : on parle d'oscillation de saveur. Dans les années 60, l'expérience Homestake mesura le flux des neutrinos du soleil produits à la suite de la fusion de l'hydrogène. La collaboration mesura un flux de neutrinos 3 fois inférieur au flux attendu. Ceci donna naissance au problème des neutrinos solaires qui ne prit fin qu'en 2001 lorsque l'expérience SNO mesura les trois types de neutrinos et conclut que seuls 35% des neutrinos étaient des neutrinos électroniques, les autres ayant oscillés pendant leur trajet [14]. Cette exemple illustre une fois de plus le lien étroit qui existe entre le rayonnement cosmique et la physique des particules.

Si les neutrinos furent découverts si tardivement et si le problème des neutrinos solaires dura si longtemps, cela vient du fait que les neutrinos interagissent par interaction faible et que leurs sections efficaces sont extrêmement petites. Paradoxalement, c'est la raison pour laquelle le neutrino est tant étudié aujourd'hui en astrophysique. En effet cela lui confère de grandes qualités. N'étant pas chargé, il n'interagit pas avec les champs magnétiques et se propage donc en ligne droite comme les photons. Mais contrairement à ces derniers, ils n'interagit que faiblement avec le fond diffus de photons et peut donc parcourir de plus grandes distances. Il peut aussi sortir de milieux denses, opaques aux photons. Ces neutrinos, qualifiés de cosmogéniques, pourraient donc constituer une alternative et une approche complémentaire à l'astronomie standard. Un des nombreux enjeux de l'astronomie neutrino est la mise en évidence des sources du rayonnement cosmique de ultra-haute énergie. Enfin, les neutrinos sont aussi les messagers hypothétiques de particules de matière noire. En effet, de la même manière que l'annihilation ou la désintégration de particules de matière noire peut engendrer des positrons ou des antiprotons, elle peut aussi engendrer des neutrinos. Contrairement aux posi-

2.3 Tableau récapitulatif

trons et aux antiprotons, les neutrinos pointent vers leurs sources et constituent donc un candidat de choix pour la mise en évidence de matière noire. Cependant les neutrinos cosmogéniques ne sont pas les seuls à être produits et ils sont noyés sous une quantité de neutrinos secondaires (neutrinos atmosphériques) issus de l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère. Les neutrinos atmosphériques et cosmogéniques sont identiques et il faut donc utiliser une approche statistique pour faire de l'astronomie. Deux approches existent, on peut tenter d'observer un excès de neutrinos par rapport aux neutrinos atmosphériques attendus ou faire des corrélations avec des sources connues. À l'heure actuelle seul deux objets ont été clairement identifiés comme sources de neutrinos. Il s'agit du soleil et de la supernova SN1987A. Cette supernova située dans le grand nuage de Magellan à 51 kpc de la Terre fut observée en 1987. Son observation fut précédée de 3 heures par la détection de neutrinos dans plusieurs détecteurs (Kamiokande-II [91], IMB [35], Baksan [17]).

À l'heure actuelle, plusieurs détecteurs tentent d'observer les signatures des neutrinos cosmogéniques de haute énergie ($E > 10 \text{ GeV}$). Les deux principaux détecteurs sont IceCube et Antares et ils fonctionnent selon un principe similaire bien que l'un soit situé dans la mer Méditerranée et l'autre dans la glace de l'Antarctique. Lorsqu'un neutrino traverse la Terre, et quelle que soit sa saveur, il a une probabilité non nulle d'interagir avant d'en ressortir et de créer un muon. Ce muon est relativiste et produit de la lumière Cherenkov lors de sa traversée de l'eau ou de la glace. Les deux détecteurs sont donc constitués de plusieurs lignes verticales de photo-multiplicateurs capables de capter cette lumière qui signe le passage d'un muon qui sort de la Terre (et qui a été vraisemblablement créé par un neutrino).

2.3 Tableau récapitulatif

La table 2.3 résume les points importants de ce chapitre. Pour chaque composante du rayonnement cosmique, elle présente les enjeux de son étude, ses sources les plus probables, les questions qui lui sont associées ainsi que quelques expériences récentes qui en effectuent la mesure.

rayonnement cosmique	enjeux	sources potentielles	interrogations actuelles	expériences récentes
<i>solaire</i> $E \lesssim 1 \text{ GeV}$	<ul style="list-style-type: none"> – physique solaire – transport des particules 	<ul style="list-style-type: none"> – Soleil – atomes du milieu interstellaire 	<ul style="list-style-type: none"> – composition élémentaire – composition isotopique – degré d’ionisation 	<ul style="list-style-type: none"> – ACE – STEREO – SDO
<i>galactique</i> $1 \text{ GeV} \lesssim E \lesssim 1 \text{ EeV}$	<ul style="list-style-type: none"> – propriétés de la Voie lactée – matière noire – antimatière 	<ul style="list-style-type: none"> – vestiges de supernovae – pulsars – étoiles à neutrons 	<ul style="list-style-type: none"> – origine du genou – nature des sources – anisotropie 	<ul style="list-style-type: none"> – AMS-02 – CREAM – ATIC – BESS
<i>extra-galactique</i> $E \gtrsim 1 \text{ PeV}$	<ul style="list-style-type: none"> – nature des sources – physique des ultra-hautes énergies 	<ul style="list-style-type: none"> – noyaux actifs de galaxie – amas de galaxies – lobes de radiogalaxies – sursauts gamma 	<ul style="list-style-type: none"> – anisotropie – composition – sections efficaces 	<ul style="list-style-type: none"> – Auger – Hires – TA
<i>leptonique</i> $E \lesssim 10 \text{ TeV}$	<ul style="list-style-type: none"> – sources locales – matière noire 	<ul style="list-style-type: none"> – RC nucléaire – vestiges de supernovae – pulsars 	<ul style="list-style-type: none"> – nature des sources – position des sources – anisotropie 	<ul style="list-style-type: none"> – Fermi – ATIC – PAMELA
<i>neutrinos</i> $E \gtrsim 100 \text{ TeV}$	<ul style="list-style-type: none"> – astronomie – sources des UHECRs – matière noire 	<ul style="list-style-type: none"> – RC nucléaire – étoiles – supernovae – AGN 	<ul style="list-style-type: none"> – nature des sources – anisotropie 	<ul style="list-style-type: none"> – IceCube – Antares – ANITA – Auger
<i>photons γ</i> $1 \text{ MeV} \lesssim E \lesssim 10 \text{ TeV}$	<ul style="list-style-type: none"> – astronomie – sources des UHECRs – matière noire 	<ul style="list-style-type: none"> – RC nucléaire – RC leptonique – sursauts gamma 	<ul style="list-style-type: none"> – nature des sources – anisotropie 	<ul style="list-style-type: none"> – HESS – MAGIC – VERITAS – Fermi

Deuxième partie

Propagation du rayonnement cosmique galactique

Chapitre 3

Description de la propagation

La propagation du rayonnement cosmique est l'objet de la présente partie. Il s'agit d'un domaine passionnant aux multiples enjeux tant pour l'étude du rayonnement cosmique que pour celle de ses processus associés dans la Voie Lactée. La figure 3.1 représente les abondances des éléments dans le système solaire et dans le rayonnement cosmique galactique. À première vue, on constate que les abondances relatives des éléments sont similaires. Par exemple, les éléments les plus abondants sont dans les deux cas H et He suivit de C, N et O. Cependant quelques irrégularités existent. Le béryllium, grand absent du système solaire, est 10^5 fois plus représenté dans le rayonnement cosmique. D'autres éléments sont sur-représentés dans le rayonnement cosmique par rapport à l'abondance solaire : c'est le cas du lithium, du bore, du fluor, du groupe d'éléments en-dessous du fer, etc.

Comment explique-t-on de telles différences entre ces abondances ? Ce qui caractérise les éléments cités c'est qu'ils ne sont pas produits dans le milieu stellaire, d'où leur absence dans le système solaire. Leur présence dans le rayonnement cosmique signe pourtant l'existence d'un processus créateur. Celui-ci réside dans la propagation du rayonnement cosmique galactique. Lors de leur trajet dans la Galaxie, les particules du rayonnement cosmique interagissent avec le milieu interstellaire. Ces interactions peuvent engendrer la destruction de la particule qui se fragmente alors en une particule plus légère ainsi qu'un ou plusieurs débris. Ce mécanisme, appelé spallation, permet de créer des éléments inexistant dans les sites d'accélération du rayonnement cosmique. On fait donc la distinction entre les éléments accélérés par les sources, qualifiés de primaires, et ceux produits au cours de la propagation par spallation d'un noyau plus lourd (les secondaires). Tout le jeu de l'étude de la propagation consiste à étudier les abondances des noyaux primaires et secondaires pour en déduire des informations sur les propriétés de la Galaxie.

3.1 L'environnement de propagation

Avant de modéliser la propagation, il est nécessaire de bien mettre en lumière l'environnement astrophysique de la Galaxie et les phénomènes qui importent pour la propagation du rayonnement cosmique nucléaire galactique. Puisque la Galaxie peut être décomposée en deux parties (disque galactique et halo galactique), nous profiterons de cette subdivision naturelle pour structurer cette section.

3.1.1 Le disque galactique

La Voie Lactée est une galaxie de type spirale. Elle regroupe des centaines de milliards d'étoiles ($200 - 400 \times 10^9$) situées principalement dans un plan appelé disque galactique d'une épaisseur de

3.1 L'environnement de propagation

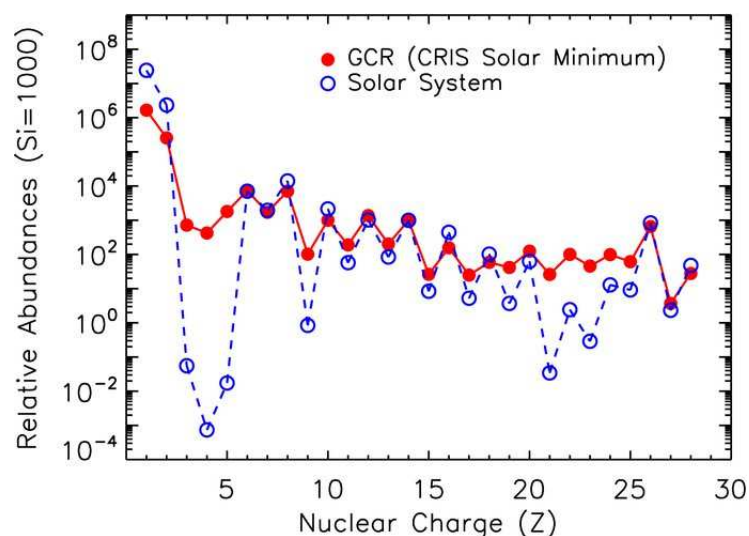


FIGURE 3.1 – Abondance relative des éléments dans le système solaire (en bleu) et dans le rayonnement cosmique galactique (en rouge) observée par l'expérience ACE [78].

~ 100 pc et d'un rayon de ~ 20 kpc. Elles sont plus particulièrement regroupées dans les bras spiraux qui s'enroulent autour du centre galactique bien que certaines étoiles existent aussi hors du disque (les étoiles les plus vieilles). Au centre du disque galactique, aussi appelé centre galactique ou bulbe galactique, la concentration d'étoiles et de matière est beaucoup plus importante si bien que le centre galactique apparaît comme la région la plus brillante de la Galaxie. Cependant son profil de densité est encore mal connu. Enfin, notre Galaxie est dotée en son sein d'un trou noir supermassif appelé Sagittarius A* qui pourrait être la source des rayons cosmiques les plus énergétiques de notre Galaxie. La géométrie exacte de notre Galaxie est encore mal connue. Ceci est dû à notre position à l'intérieur même de la Galaxie qui nous empêche d'avoir une vision externe. En contrepartie, cela rend possible des mesures in situ et l'on peut tirer des informations de l'étude du spectre du rayonnement cosmique galactique, de sa composition et de son anisotropie.

3.1.1.1 Le milieu interstellaire

Outre les étoiles qui le composent, le disque de la Voie Lactée contient une grande quantité de gaz et de poussières interstellaires imprégnés de champs magnétiques. Cette matière forme le milieu interstellaire (*angl* : *InterStellar Medium* ou ISM). Celui-ci joue un rôle particulièrement important pour la propagation du rayonnement cosmique puisqu'il est à l'origine des interactions avec les particules et est donc responsable de la modification des abondances. En masse, le milieu interstellaire est composé à 99% de gaz et 1% de poussières. En composition, celui-ci est composé de 89% d'hydrogène (moléculaire, neutre ou ionisé), de 9% d'hélium et de 2% d'éléments plus lourds appelés 'métaux' dans le jargon astrophysique.

Due à l'action de la force de gravité, une grande partie de la masse du milieu interstellaire se trouve sous la forme de surdensités de matière appelées nuages interstellaires. On distingue les différents types de nuages interstellaires selon l'état de l'hydrogène qui s'y trouve.

1. Lorsque l'hydrogène est neutre on parle de régions H I. Ces régions, qui regroupent plus de 90% de la masse du milieu interstellaire, peuvent être observées à l'aide de la raie de l'hydrogène

21 cm. Cette raie correspond à l'énergie de transition entre les deux états de spin de l'unique électron de l'hydrogène.

2. Si l'hydrogène est partiellement ou totalement ionisé, il s'agit de régions H II. Elle sont plus brillantes que les régions H I.
3. À ne pas confondre avec les régions H II, les régions H₂ sont composées de dihydrogène moléculaire. On parle alors de nuage moléculaire.

3.1.1.2 Les champs magnétiques

Les noyaux qui composent le rayonnement cosmique sont par essence des particules chargées. Dans le régime galactique ($E > 1$ GeV) on peut même ajouter que les atomes sont entièrement ionisés. Ils vont donc interagir dans les champs magnétiques. L'origine et l'intensité des champs magnétiques galactiques sont encore des questions ouvertes [173]. Les champs magnétiques jouent un grand rôle dans la propagation des particules chargées puisque ces dernières se déplacent en spiralant autour des lignes de champs. Ils sont composés d'une composante régulière et d'une composante turbulente dont les amplitudes sont similaires. De ce fait, les lignes de champs ont des directions aléatoires et les particules aussi. La marche aléatoire des particules s'assimile à un processus de diffusion caractérisé par un coefficient de diffusion K qui dépend de la structure du champ turbulent. Puisque la déflexion des particules dans les champs magnétiques diminue lorsque l'énergie augmente, les particules se propagent mieux et ont des coefficients de diffusion plus faibles à haute énergie.

3.1.2 Le halo galactique

Les champs magnétiques - et par extension la diffusion des particules - ne se cantonnent pas au disque galactique. Autour de ce dernier se trouve le halo galactique. Cette zone, pratiquement dénuée de matière (étoiles ou milieu interstellaire), est néanmoins remplie de champs magnétiques. La diffusion des particules peut y avoir lieu et elle est donc peuplée de particules. Son profil exact ainsi que ses dimensions sont assez mal connus. Moyennant des approximations concernant sa géométrie, nous verrons que sa taille est une des informations que peut apporter l'étude de la propagation du rayonnement cosmique. Notons ici qu'il existe aussi un halo de matière noire qui englobe le halo galactique. Il ne faut pas confondre les deux, le halo de matière noire ne sera pas abordé dans cette thèse¹.

3.1.3 Les interactions

Lorsque les particules se propagent dans le milieu interstellaire, elles peuvent subir différentes interactions avec la matière et les champs magnétiques.

1. Les particules perdent de l'énergie par ionisation de la matière du milieu interstellaire si celui-ci est neutre ou partiellement ionisé. Si il est déjà totalement ionisé, ce sont les pertes coulombiennes qui dominent. Les pertes d'énergie ne jouent qu'un rôle à basse énergie ($E < 1$ GeV [118]).
2. Les particules du rayonnement cosmique peuvent aussi subir des interactions inélastiques avec les particules du milieu interstellaire. Ces réactions de spallations jouent un rôle très important dans la propagation puisqu'elles sont responsables de la modification de la composition du rayonnement cosmique lors du transport. L'effet de la spallation sur la composition du rayonnement cosmique est étudié dans la section suivante.

1. Pour plus d'information sur le halo de matière noire le lecteur pourra se référer à la thèse de J. Billard [33].

3.2 Le modèle de diffusion

3. Pour les particules chargées plus légères que les noyaux (électrons et positrons), on peut rajouter les effets d'émission de rayonnement synchrotron et Bremsstrahlung, respectivement dans le cas d'interaction avec des champs magnétiques et de la matière.

3.2 Le modèle de diffusion

3.2.1 Équation générale

Un modèle de propagation a pour vocation à décrire la densité de rayonnement cosmique en tout point de la Galaxie et à toutes les énergies. Puisque le processus principal qui gère la propagation est le processus de diffusion, nous allons considérer l'élément j du rayonnement cosmique comme un fluide de densité N^j et nous allons écrire son équation de conservation dans le cadre général d'un modèle à deux zones (le halo et le disque galactique). Le mécanisme de diffusion, paramétré par le coefficient de diffusion K , est possible dans les deux zones. La matière interstellaire et donc les interactions avec la matière des particules du rayonnement cosmique ne sont possibles que dans le disque galactique où la densité de matière n est non nulle. On ne peut pas exclure la présence d'un vent convectif V_c qui entraîne les particules hors du disque. En plus de ces effets, on doit prendre en considération les pertes d'énergie et la réaccélération (gain d'énergie). La densité de particules $N^j(\vec{r}, E)$ dépend donc de la position \vec{r} mais aussi de l'énergie par nucléon E et elle est gérée par l'équation :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N^j}{\partial t} - \underbrace{\nabla(K^j \vec{\nabla} N^j)}_{\text{diffusion}} - \underbrace{\vec{V}_c N^j}_{\text{convection}} - \underbrace{\frac{\nabla \vec{V}_c}{3} \frac{\partial}{\partial E} (E N^j)}_{\text{pertes adiabatiques}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial E} (b^j N^j - c^j \frac{\partial N^j}{\partial E})}_{\substack{\text{pertes coulombiennes} \\ \text{et par ionisation}}} + \underbrace{vn\sigma^j}_{\text{destruction}} \\ = \underbrace{q^j}_{\text{sources}} + \underbrace{\sum_{i>j} vn\sigma^{ij} N^i}_{\text{spallation}} \quad (3.1) \end{aligned}$$

Détaillons maintenant les différents termes :

Le terme source

Le terme source est responsable de l'injection et de l'accélération du rayonnement cosmique. Bien que la nature exacte des sources soit encore inconnue, on peut faire l'hypothèse qu'au voisinage des sources, les éléments du rayonnement cosmique suivent une loi de puissance qui dépend de la rigidité des particules $\mathcal{R} = pc/Ze$. Cependant, à basse énergie et à cause des problèmes d'injection des particules, la distribution des particules dans cette partie du spectre est moins bien connue (e.g., [65, 97]) et une dépendance en $\beta = v/c$ est ajoutée. Le terme source est donc paramétré selon :

$$q^j(\vec{r}, E) = q_0^j \cdot \beta^{\eta_S} \cdot \mathcal{R}^{-\alpha}, \quad (3.2)$$

où q_0^j est le coefficient de normalisation. Le coefficient de basse énergie de référence correspond à $\eta_S = -1$ de manière à avoir une loi de puissance dans l'espace des impulsions $dQ/dp \propto p^{-\alpha}$.

Le processus de spallation

La spallation (production d'éléments secondaires) est caractérisée par la section efficace σ^{ij} de production d'un élément j par destruction de l'élément i . Dans le calcul des contributions, il faut prendre en compte l'intégralité des éléments plus lourds que j .

Le processus de destruction

La destruction de l'élément j par fragmentation en un noyau quelconque est caractérisée par la section efficace de destruction σ^j .

Le terme de diffusion

La diffusion des particules dépend du gradient de densité et du coefficient de diffusion K . Celui-ci est paramétré selon [117] :

$$K(E) = \beta^{\eta_T} \cdot K_0 \mathcal{R}^\delta. \quad (3.3)$$

Le terme β^{η_T} permet de prendre en compte l'effet de la vitesse des particules sur la diffusion. La diffusion des particules est un phénomène lié à la turbulence des champs magnétiques galactiques dont notre connaissance est vague. La détermination du paramètre δ est un des enjeux de l'étude de la propagation car elle permet à son tour de contraindre les modèles de turbulence.

Le vent de convection

Le gaz de la Galaxie peut être sujet à un mouvement de convection qui le pousse hors du disque. Les objets susceptibles de produire un mouvement sont les vents stellaires, les photons UV des étoiles ou les supernovae [144]. Dans ce cas, il est possible que cela produise un mouvement général des champs magnétiques attachés au gaz interstellaire qui entraînent le rayonnement cosmique [30]. Le terme de convection implique :

$$\nabla \cdot \vec{j}_c = \nabla \cdot (\vec{V}_c N^j) - \frac{\nabla \cdot \vec{V}_c}{3} \frac{\partial}{\partial E} (E N^j).$$

Le second terme prend en compte les pertes d'énergie dues à l'expansion adiabatique du rayonnement cosmique si $\nabla \cdot \vec{V}_c \neq 0$. La dépendance spatiale de V_c dans la Galaxie est un sujet encore discuté aujourd'hui mais dans toute la suite le vent galactique sera considéré comme constant et dirigé vers l'extérieur du disque.

Les gains et les pertes d'énergie

Elles influent particulièrement à basse énergie. Il s'agit des pertes coulombienne lors de la traversée d'un plasma ionisé et par ionisation lors de la traversée d'un milieu neutre ou faiblement ionisé. On les modélise par $\frac{\partial}{\partial E}(b^j N^j - c^j \frac{\partial N^j}{\partial E})$ où les coefficients b^j et c^j représentent les gains et les pertes d'énergie au premier et deuxième ordre :

$$b(\vec{r}, E) = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{\text{ion, coul.}} - \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{V}}{3} E_k \left(\frac{2m + E_k}{m + E_k} \right) + \frac{(1 + \beta^2)}{E} \times K_{\text{pp}}, \quad (3.4)$$

$$c(\vec{r}, E) = \beta^2 \times K_{\text{pp}}. \quad (3.5)$$

Dans l'équation 3.4, les pertes coulombienne et par ionisation sont issues de [115] et [152]. Le dernier terme représente les pertes et les gains d'énergie dus à la réaccélération au premier ordre. L'équation 3.5 correspond à la diffusion dans l'espace des impulsions et se traduit par un gain d'énergie. Le coefficient de diffusion dans l'espace des impulsions associé K_{pp} est tiré du modèle minimal de réaccélération par la turbulence du milieu interstellaire [131, 150]. Il est relié au coefficient de diffusion spatial K par la formule :

3.2 Le modèle de diffusion

$$K_{pp} \times K = \frac{4}{3} V_a^2 \frac{p^2}{\delta (4 - \delta^2) (4 - \delta)}, \quad (3.6)$$

où V_a est la vitesse des ondes d'Alfven dans le milieu.

Les variations temporelles

L'étude des modifications de la composition des surfaces de météorites et de roches lunaires par le rayonnement cosmique permet d'étudier les variations de son flux au cours du temps [30]. À l'exception de brèves périodes, ces études ont montré que le flux du rayonnement cosmique a évolué au plus d'un facteur deux depuis 100 million d'années. De plus, grâce à l'utilisation d'échantillons biologiques il a été montré que le flux est resté constant à mieux que 10% dans les siècles derniers. Ces considérations nous poussent donc à supposer constant le flux du rayonnement cosmique et à négliger le terme $\frac{\partial N^j}{\partial t}$ dans la suite.

3.2.2 Modèle stationnaire à une dimension

3.2.2.1 Présentation du modèle

Il existe autant de solutions à l'équation de diffusion qu'il existe de géométries. Comme la Galaxie a une géométrie approximativement cylindrique (si on néglige les bras spiraux), l'utilisation de symétries permet de simplifier le problème. La résolution analytique est possible dans un espace à deux dimensions où le flux ne dépend que du rayon et de la hauteur. Les travaux effectués dans cette thèse ont été faits dans un modèle à une seule dimension pour des raisons pratiques : cela permet d'accélérer le calcul des flux et facilite la contrainte des paramètres tout en étant équivalent au modèle bidimensionnel si l'on se restreint aux noyaux stables (ce qui est le cas ici). La Galaxie est alors modélisée par un disque de rayon infini et d'épaisseur $2h = 200$ pc, et d'un halo de rayon infini et d'épaisseur $2L = 8$ kpc (nous discuterons des conséquences de cette valeur dans 3.3.2). L'équation de propagation se réduit alors à :

$$-K^j \Delta N^j + 2h\delta(z)vn\sigma^j N^j + \frac{\partial}{\partial E} \left(b^j N^j - c^j \frac{\partial N^j}{\partial E} \right) = 2h\delta(z) \left(q^j + \sum_{i>j} vn\sigma^{ij} N^i \right).$$

3.2.2.2 Résolution de l'équation de diffusion pour un noyau stable

Le but de cette partie est de dériver une expression de l'abondance N^j d'un élément stable (non radioactif) du rayonnement cosmique. Nous verrons comment ces abondances s'expriment en fonction des paramètres physiques du modèle. Dans la suite de cette section seulement - car ceci permet une résolution de l'équation de diffusion plus simple - nous allons négliger les pertes d'énergie (ce qui revient à se placer à haute énergie). L'équation se réécrit donc :

$$-K^j \Delta N^j + 2h\delta(z)vn\sigma^j N^j = 2h\delta(z) \left(q^j + \sum_{i>j} vn\sigma^{ij} N^i \right).$$

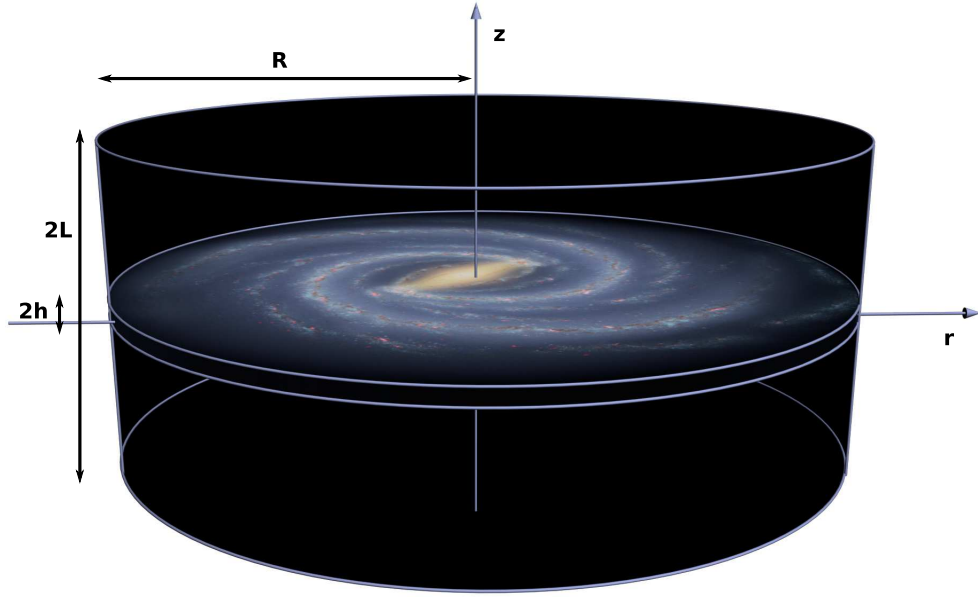


FIGURE 3.2 – Représentation de la Galaxie dans le cas d'un modèle à deux dimensions tiré de [144]. Dans ce modèle la Galaxie est composée d'un disque uniforme d'épaisseur $2h$ et de rayon R . Ce disque est entouré par un halo cylindrique de rayon R et de hauteur $2L$ (dans notre étude, le rayon R tend vers l'infini).

Dans le halo, seule la diffusion subsiste et l'équation devient à :

$$-K^j \Delta N^j = -K^j \frac{\partial^2 N^j}{\partial z^2} = 0,$$

dont la solution est une fonction affine. On requiert aussi que la densité soit nulle en bordure du halo ($z = \pm L$), ce qui se traduit par :

$$N^j(z) = N_0 \left(1 - \frac{|z|}{L} \right) \quad (3.7)$$

où N_0 est imposé par la continuité du flux entre le halo et le disque galactique.

Pour résoudre l'équation dans le disque, on l'intègre sur l'épaisseur du disque, que l'on considère petite devant la taille du halo ($h \ll L$) :

$$\int_{-h}^{+h} \left(-K^j \frac{\partial^2 N^j}{\partial z^2} + 2h\delta(z)vn\sigma^j N^j \right) dz = \int_{-h}^{+h} 2h\delta(z) \left(q^j + \sum_{i>j} vn\sigma^{ij} N^i \right) dz$$

3.2 Le modèle de diffusion

donc² :

$$-2K^j \frac{\partial N^j}{\partial z} \Big|_{z=0} = 2h \left(q^j(0) + \sum_{i>j} vn\sigma^{ij} N^i(0) - vn\sigma^j N^j(0) \right). \quad (3.8)$$

En injectant la solution 3.7 dans l'équation 3.8 pour le demi-plan supérieur (la solution finale est symétrique), on obtient la densité de l'élément j au voisinage de la Terre :

$$N^j(0) = \frac{S^j}{\frac{K}{hL} + vn\sigma^j}, \quad (3.9)$$

où $S^j = q^j(0) + \sum vn\sigma^{ij} N^i(0)$ représente le terme source global, somme de la composante primaire $q^j(0)$ et de la composante secondaire $\sum vn\sigma^{ij} N^i(0)$.

3.2.3 Phénoménologie du modèle

3.2.3.1 Rapports secondaire sur primaire

Intéressons-nous au cas d'un secondaire S_1 n'ayant qu'un seul parent P . Pour plus de simplicité on supposera que le noyau P n'a pas de parent et qu'il est entièrement primaire. Ainsi le terme de création de P se réduit au terme source. Dans le cas du secondaire, le terme source est nul et le terme de création se réduit à la spallation. En résolvant l'équation 3.9 pour S_1 et P , on peut relier la densité du secondaire à celle du primaire :

$$\frac{N^{S_1}}{N^P} = \frac{v\bar{n}\sigma^{PS}}{K/hL + v\bar{n}\sigma^S}. \quad (3.10)$$

En considérant les sections efficaces et la distribution de matière dans la Galaxie connues, on constate que le rapport secondaire sur primaire ne dépend que du terme K/hL dont on peut dériver la valeur. Malheureusement celui-ci est dégénéré en K_0 et L ($h \sim 100$ pc est fixé³) et on ne peut donc pas extraire les valeurs de K_0 et L seulement à l'aide du rapport secondaire sur primaire. Cela s'explique par le fait que dans ce modèle la production de secondaire dépend uniquement de la quantité de matière traversée par le primaire (le grammage) et que cette quantité ne fait pas la différence entre des bords de la Galaxie plus lointains avant de s'échapper et une diffusion plus forte. Nous verrons dans la section suivante comment la dégénérescence peut être levée à partir de secondaires radioactifs. En attendant, remarquons que le résultat ne dépend pas du terme source q^P . Ceci constitue le premier avantage des rapports secondaire sur primaire puisque ce terme est généralement mal connu. Autrement dit, les rapports secondaire sur primaire sondent uniquement la propagation et sont peu sensibles (insensibles dans ce modèle simplifié) aux sources. Le deuxième argument qui motive l'utilisation des rapports secondaire sur primaire est expérimental. Alors que les mesures de flux absolus peuvent être entachées de systématiques affectant la normalisation (taux de déclenchement, acceptation, sections efficaces de destruction, etc.), ces erreurs se simplifient grandement dans le cas de rapports.

2. Rappelons que puisque la solution est symétrique, alors au voisinage de 0 : $\left[\frac{\partial N^j}{\partial z} \Big|_{z=+h} - \frac{\partial N^j}{\partial z} \Big|_{z=-h} \right] \approx 2 \frac{\partial N^j}{\partial z} \Big|_{z=0}$

3. Bien que la valeur de h soit incertaine, les incertitudes sur L dominent [117]

Le rapport B/C

Le rapport le plus utilisé pour poser ce type de contraintes est le rapport bore sur carbone qui possède de multiples avantages. En se référant à la figure 3.1 on remarque que le bore ($Z = 5$) et le carbone ($Z = 6$) sont deux espèces particulièrement abondantes du rayonnement cosmique. Cela facilite donc leur mesure. On remarque aussi que le bore n'est pas présent dans le système solaire, c'est, en effet, un pur secondaire (à noter toutefois que le carbone n'est pas son seul parent puisque l'azote et l'oxygène y contribuent aussi notablement, les éléments plus lourds y contribuant dans une moindre mesure). Enfin, expérimentalement la mesure du rapport bore sur carbone est rendue possible pour deux raisons. Tout d'abord, puisque le bore et le carbone sont des éléments différents (et pas des isotopes) la mesure de leur charge suffit à les différencier et la mesure (difficile) de leur masse n'est pas nécessaire. La deuxième raison a trait au fait que les expériences ont généralement une résolution en charge ΔZ proportionnelle avec la charge et il est donc plus facile de mesurer de faibles charges. Le rapport B/C mesuré par diverses expériences est présenté à la figure 3.3. Hormis à basse énergie où dominent principalement les effets dus à la section efficace de production de bore et aux pertes d'énergie, on constate que le rapport diminue avec l'énergie. Or, d'après l'équation 3.10, cela se traduit par une augmentation de K/L avec l'énergie. L étant constant, on peut en déduire que la diffusion croît avec l'énergie ($K(E) \propto E^\delta$, voir équation 3.3). Cela s'explique par le fait qu'à haute énergie les primaires sont moins déviés par les champs magnétiques et restent confinés moins longtemps dans la Galaxie. Pour atteindre la Terre, ils traversent donc un grammage plus faible et produisent moins de secondaire. Puisqu'à haute énergie la dépendance énergétique du coefficient de diffusion suit une loi de puissance on peut aller plus loin et contraindre la valeur de sa pente à partir du rapport secondaire sur primaire. Rappelons que l'équation 3.9 ne prend pas en compte les pertes d'énergie, le vent de convection et la réaccélération. La prise en compte de ces termes complique la résolution de propagation mais elle reste toujours possible analytiquement. C'est ce modèle à une dimension complet qui est utilisé dans la suite de cette thèse ⁴.

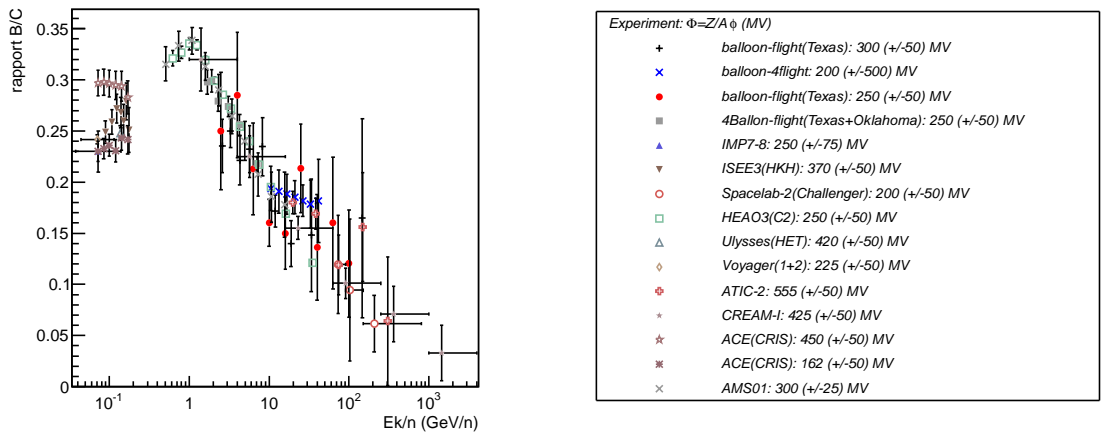


FIGURE 3.3 – Rapport bore sur carbone mesuré par différentes expériences.

4. Pour les détails de la résolution complète des équations dans ce cadre, voir la thèse de D. Maurin [118].

3.3 En pratique : résultats et exploration de l'espace des paramètres

3.2.3.2 L'importance des secondaires radioactifs

Rajoutons maintenant S_2 , un isotope radioactif de S_1 et voyons comment il permet de lever la dégénérescence entre K_0 et L . Pour cet isotope, il faut rajouter dans les termes de destruction, le taux de désintégration $1/\tau_\beta$ où τ_β est le temps de désintégration. Hormis ce terme, on considérera les sections efficaces identiques à celles de l'isotope 1. Le rapport des deux secondaires s'écrit :

$$\frac{N^{S_2}}{N^{S_1}} = \frac{K/hL + v\bar{n}\sigma^S}{K/hL + 1/\tau_\beta + v\bar{n}\sigma^S}$$

La connaissance de K_0/hL étant déjà acquise par le biais du rapport secondaire sur primaire précédent, on peut maintenant en déduire les valeurs du coefficient de diffusion et de la taille du halo. La levée de la dégénérescence s'explique par le fait que la destruction des radioactifs par désintégration dépend explicitement du temps de parcours dans la Galaxie sans se préoccuper du grammage. On comprend aussi que pour que le mécanisme de désintégration apporte de l'information, il faut qu'une fraction significative des radioactifs se désintègre. La constante de temps de désintégration doit donc être du même ordre de grandeur que le temps de parcours moyen des rayons cosmiques dans la Galaxie. Un radioactif qui vérifie cette condition est le béryllium 10, de demi-vie 1.36×10^6 années. Il est utilisé dans le rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$. Expérimentalement la mesure de ce rapport n'est pas une chose aisée. Afin de distinguer les deux isotopes il faut mesurer en plus de la charge, la masse des particules avec une précision supérieure à 3%. En conclusion, bien que ce rapport ait un fort potentiel de contrainte, il reste aujourd'hui mesuré avec une précision modeste et la dégénérescence entre K_0 et L n'est toujours pas levée. L'expérience AMS-02 devrait permettre d'éclaircir la situation grâce à une mesure plus précise.

3.3 En pratique : résultats et exploration de l'espace des paramètres

3.3.1 Contrainte des paramètres et codes de propagation : principe

La méthode standard pour contraindre les paramètres est une minimisation du χ^2 . Pour un modèle et un jeu de paramètres donnés, on calcule les flux théoriques des différents éléments que l'on compare aux données. La partie principale de la procédure consiste à calculer les abondances théoriques. Pour cela on utilise des programmes de résolution de l'équation de propagation qui sont répartis en deux catégories : les codes de résolution numérique et semi-analytique.

- A cause des phénomènes complexes à prendre en compte (distribution de matière et de champs magnétiques inhomogènes, vent de convection, réaccélération, etc.), la résolution analytique de l'équation de propagation n'est pas toujours possible. Dans ce cas, on peut choisir de résoudre les équations de propagation de manière numérique. On peut, par exemple, utiliser une méthode de différences finies pour résoudre le problème pas à pas dans l'espace spatial et l'espace en énergie. Une telle méthode est implémentée dans les codes GALPROP et DRAGON qui résolvent les équations de diffusion grâce à un algorithme de Crank-Nicolson [152, 72]. L'avantage d'une telle méthode de résolution est qu'elle est peu sensible à la complexité de l'équation de diffusion et des distributions spatiales des ingrédients. Les méthodes de résolution par différences finies nécessitent le calcul d'un grand nombre d'opérations puisque le flux doit être calculé dans l'intégralité de l'espace à 4 dimensions (espace et énergie). Pour cette raison, le calcul du flux s'en trouve ralenti.
- Les codes de résolution semi-analytiques se présentent comme une alternative aux codes numériques. Sous couvert d'approximations, il est possible de résoudre l'équation de diffusion de ma-

nière analytique pour tout point de la Galaxie et donc en particulier sur Terre. La rapidité pour le calcul des flux est un grand avantage des codes de résolution semi-analytiques (nous verrons par la suite que l'algorithme de contrainte que nous utiliserons nécessite le calcul d'un grand nombre de flux). En contrepartie, cela impose de faire quelques approximations. Ainsi on ne peut pas respecter la structure spirale de la Galaxie tant pour la distribution de matière que pour les champs magnétiques. C'est ce type de code que nous allons utiliser par la suite puisque nous allons utiliser le code USINE [116] qui résout l'équation de diffusion dans le cadre du modèle de Leaky-Box et du modèle de diffusion à une et deux dimensions.

En plus des paramètres de propagation que l'on cherche à contraindre, il existe des paramètres qui regroupent l'ensemble de la connaissance déjà disponible et dont la valeur est fixée. Leur compilation est une partie importante du travail de mise en place d'un code de propagation. Comme nous avons pu le voir dans les sections précédentes, les sections efficaces de production et de destruction ainsi que la densité de matière dans la Galaxie apparaissent dans les équations qui dictent les abondances des éléments et sont deux exemples de paramètres d'entrée. Parmi la compilation des paramètres d'entrée, la compilation de toute ces sections efficaces constitue donc la tâche la plus importante.

3.3.2 Questions ouvertes sur les paramètres de propagation : δ , L , α

La problématique est de chercher un modèle minimal (le plus petit nombre de paramètres nécessaires) qui prédise des abondances compatibles avec les données observées. On peut essayer de reproduire les données avec un modèle sans vent de convection (terme V_c) et/ou sans réaccélération (terme V_a). Ces différents cas de figure, qui correspondent à différents modèles, ont déjà été étudiés en détail à travers l'étude de plusieurs rapports secondaire sur primaire (principalement B/C mais aussi sub-Fe/Fe). L'étude menée dans [141] a permis de montrer qu'un modèle de diffusion à une dimension sans réaccélération semble peu probable car il ne permet pas de reproduire les données. Cependant les modèles avec ou sans vent de convection sont tous les deux capables de reproduire les données. Même si on ne s'intéresse pas à la valeur du vent de convection, être capable de discriminer entre ces deux modèles est important pour la détermination du paramètre δ , qui gère la dépendance énergétique du coefficient de diffusion. En effet bien que sa valeur soit généralement comprise entre 0.3 et 0.7 [98, 141], elle dépend beaucoup de la présence d'un vent de convection ou non dans la Galaxie. Dans les modèles où le vent de convection est nul $V_c = 0$, δ est généralement proche de 0.3 tandis que les modèles avec vent de convection privilégient un δ proche de 0.7. Comme nous l'avons vu précédemment, la valeur de la constante de normalisation K_0 du coefficient de diffusion ne peut être contrainte en utilisant uniquement les rapports secondaire sur primaire, à cause de sa dégénérescence avec la hauteur du halo galactique L . Cette corrélation est illustrée sur la figure 3.4 qui montre les contraintes sur L et K_0/L pour différentes valeurs de δ . On constate que pour une valeur de K_0/L et de δ donnée, une multitude de valeurs de L (et donc de K_0) est possible. Cette dégénérescence peut être levée à l'aide des isotopes radioactifs mais leur mesure est encore trop imprécise pour apporter des contraintes fortes [141]. Dans notre étude et afin de s'affranchir de ce paramètre, la taille du halo de diffusion sera fixée à $L = 4$ kpc. Cela se justifie par le fait que les paramètres de transport et les paramètres sources peuvent être mis à l'échelle lorsque l'on modifie la valeur de L (les relations de mise à l'échelle sont énoncées dans [117]) et qu'en particulier, la valeur δ ne dépend pas de ce paramètre. Pour compliquer un peu le problème abordons la question des paramètres sources. Le coefficient de basse énergie η_S et la pente source α ont des effets sur les abondances du rayonnement cosmique très similaires à ceux de leurs confrères η_T et δ . Il en résulte une dégénérescence très forte des paramètres source et des paramètres de transport [117]. De plus, les récentes mesures des flux de proton et d'hélium par l'expérience CREAM semblent indiquer que ces flux ne suivent pas une

3.3 En pratique : résultats et exploration de l'espace des paramètres

simple loi de puissance [15]. Ceci pourrait s'expliquer par un changement de pente du spectre source ou du régime de diffusion.

Déterminer quel modèle est le plus proche de la réalité et les valeurs de ses paramètres est un des objectifs de la phénoménologie du rayonnement cosmique. Par la suite on s'intéressera donc aux deux modèles qui viennent d'être présentés : avec vent de convection seulement et avec vent de convection et réaccélération. Les paramètres de ces deux modèles (dénotés modèle II et modèle III pour garder les conventions de [141]) sont les suivants. Paramètres de transport : le vent convectif orthogonal au disque V_c , la vitesse des ondes d'Alfven qui régule l'amplitude de la réaccélération (cf. équation 3.6) V_a , l'indice δ qui régule la dépendance énergétique du coefficient de diffusion, la normalisation de ce coefficient K_0 . Paramètres sources : le coefficient de normalisation du terme source q_0^j , l'indice pour les basses énergie η_S et la pente du spectre source α . Ceci est résumé dans la table 3.1.

TABLE 3.1 – Modèles de propagation considérés.

Modèle	Paramètres de transports	Paramètres sources	Description
II	K_0, δ, V_a	q_0^j, α, η_S	diffusion + réaccélération
III	K_0, δ, V_c, V_a	q_0^j, α, η_S	diff. + conv. + reac.

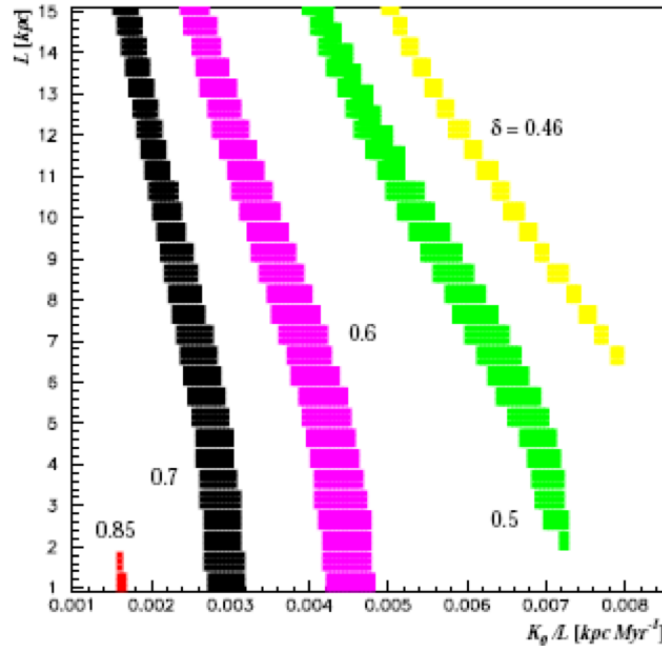


FIGURE 3.4 – Illustration de la dégénérescence entre le coefficient de diffusion et la hauteur du halo pour différentes valeurs de δ .

Chapitre 4

Contraintes des paramètres du rayonnement cosmique à l'aide du quartet (^1H , ^2H , ^3He , ^4He)

4.1 Motivations de l'étude du quartet

Même si le rapport bore sur carbone tient une place prépondérante dans la contrainte des modèles de propagation, des alternatives existent. L'utilisation des rapports $^2\text{H}/^4\text{He}$, $^3\text{He}/^4\text{He}$, $\text{sub-Fe}/\text{Fe}$ ou encore \bar{p}/p est aussi possible et peut apporter des informations complémentaires. Alors que la plupart des secondaires utilisés ont des rapports masse atomique sur charge (A/Z) de l'ordre de 2, l'hélium 3 et son rapport de 3/2 joue un rôle bien particulier. Cela lui confère une rigidité différente des autres secondaires en présence de champs magnétiques et permet donc de tester l'universalité de la propagation. D'autre part l'utilisation de différents noyaux permet de limiter les erreurs systématiques sur les contraintes des paramètres. Putze et al. [117] ont en effet montré que dans le cas du rapport B/C les erreurs systématiques sur les ingrédients du modèle (composition du gaz dans la Galaxie, sections efficaces de destruction et de production, etc.) induisent des erreurs du même ordre de grandeur voire même supérieures aux erreurs dues aux mesures expérimentales des rapports et des flux. L'étude de secondaires différents implique l'utilisation de sections efficaces différentes et permet donc de tempérer l'impact de leurs erreurs sur la vision globale de la propagation. Du fait de la difficulté expérimentale de la mesure des isotopes, l'emploi du quartet ne donna, pendant longtemps, pas de contraintes compétitives avec celles données par B/C et peu d'études furent effectuées, même récemment. De plus, les rares études furent effectuées en majorité dans le cadre du modèle du Leaky-box. Dans les années 2000, l'intérêt resta faible alors même que de nouvelles mesures plus précises des flux et des rapports du quartet furent faites : une nouvelle analyse à l'aide de ces données était donc nécessaire. Enfin, l'utilisation des chaînes de Markov pour la contrainte des paramètres du rayonnement cosmique est une application récente et novatrice permettant d'extraire un maximum d'information. Le travail qui va suivre se place donc dans ce contexte. Il a consisté à contraindre les paramètres du rayonnement cosmique en utilisant toutes les données existantes sur le quartet et dans le cadre d'un modèle de diffusion à une dimension à l'aide d'un algorithme Monte-Carlo par Chaîne de Markov (MCMC).

4.2 Les sections efficaces

Les sections efficaces sont un ingrédient essentiel des modèles de propagation puisqu'elles vont définir le taux de destruction des éléments et le taux de formation des secondaires. Une première par-

4.2 Les sections efficaces

tie de l'étude du quartet est dédiée à l'étude des sections efficaces de destruction et de production des éléments du quartet. La difficulté de cette tâche réside dans l'exhaustivité des sections efficaces qui doivent être obtenues pour tous les éléments et à toutes les énergies. Puisque les données expérimentales sont rares et plus particulièrement à haute énergie on utilise des paramétrisations empiriques à ajuster sur les données.

4.2.1 Sections efficaces inélastiques

Le milieu interstellaire étant composé essentiellement d'hydrogène et d'hélium, nous avons besoin des sections efficaces sur ces cibles. Les paramétrisations des sections efficaces inélastiques (ou sections efficaces de destruction) des éléments du quartet en fonction de l'énergie proviennent de [161]. La paramétrisation est la suivante :

$$\sigma_R = \pi r_0^2 \left(A_P^{1/3} + A_T^{1/3} + \delta_E \right)^2 X_m,$$

où A_P et A_T sont respectivement les nombres de nucléons dans le projectile et la cible. $r_0 = 1.1$ fm est une constante reliée au rayon du noyau tandis que le facteur X_m permet de prendre en compte les interactions de basse énergie entre les neutrons du projectile et la cible. Il s'écrit :

$$X_m = 1 - X_1 \exp \left(-\frac{E}{X_1 S_L} \right),$$

avec $X_1 = 2.83 - 3.1 \times 10^{-2} A_T + 1.7 \times 10^{-4} A_T^2$ et $S_L = 1.2 + 1.6(1 - \exp(-E/15))$. Enfin le terme δ_E permet de prendre en compte les effets de transparence et le principe d'exclusion de Pauli :

$$\delta_E = 1.85S + 0.16S/E_{CM}^{1/3} - C_E + 0.91 (A_T - 2Z_T) Z_P / (A_P A_T),$$

avec $C_E = D [1 - \exp(-E/T_1)] - 0.292 \exp(-E/792) \cos(0.229E^{0.453})$ et où le terme d'asymétrie de masse s'écrit :

$$S = \frac{A_P^{1/3} A_T^{1/3}}{A_P^{1/3} + A_T^{1/3}},$$

en prenant $T_1 = 30$ pour $11 < A_T < 40$ et $T_1 = 40$ sinon.

Enfin le terme D s'écrit :

$$D = \begin{cases} D_g - 1.5 (A_T - 2Z_T) / A_T + 0.25 / (1 + \exp((E - 170)/100)) & \text{si } A_T \leq 40, \\ D_g - 1.5 (A_T - 2Z_T) / A_T & \text{si } 40 < A_T < 60 \end{cases}$$

où Z_P et Z_T sont respectivement les nombres de protons dans le projectile et la cible. Le facteur D_g s'écrit :

$$D_g = \frac{0.538}{\rho_{A_P} + \rho_{A_T}},$$

où ρ_{A_i} est la densité du noyau qui s'exprime en fonction de rayon équivalent sphère $r_i = 1.29 r_{rms,i}$ (les valeurs du rayon $r_{rms,i}$ sont tirées de [60]) :

$$\rho_{A_i} = \frac{A_i}{\frac{4\pi}{3} r_i^3}.$$

Cette paramétrisation est utilisée pour toutes les réactions à l'exception du canal $p + H \rightarrow X$. La section efficace de ce dernier est évaluée à partir de l'expression de la section efficace totale $\sigma_{pp}^{inel} = \sigma_{pp}^{tot} - \sigma_{pp}^{el}$ où les sections efficaces totales et élastiques sont ajustées sur les données du Particle Data Group [70]. Les sections efficaces inélastiques des éléments du quartet sur des cibles d'hydrogène et d'hélium apparaissent sur la figure 4.1. Sont aussi représentés les points de données des différentes expériences. On constate que bien que les mesures abondent à basse énergie, seules quelques unes sont disponibles à haute énergie. Heureusement, les modèles de sections efficaces prédisent des sections efficaces constantes au-delà de quelques GeV/n et seuls quelques points de données suffisent. On observe aussi que les erreurs sur les mesures sont, dans la plupart des cas, supérieures à 10 – 15%. Par ailleurs, alors que dans le cas des cibles d'hydrogène il y a suffisamment de mesures pour effectuer une paramétrisation robuste, les données sur cible d'hélium sont beaucoup moins nombreuses et les paramétrisations beaucoup moins précises. Cependant, comme l'hélium ne représente que 10% de la matière interstellaire, les erreurs sur ses sections efficaces ne sont pas critiques.

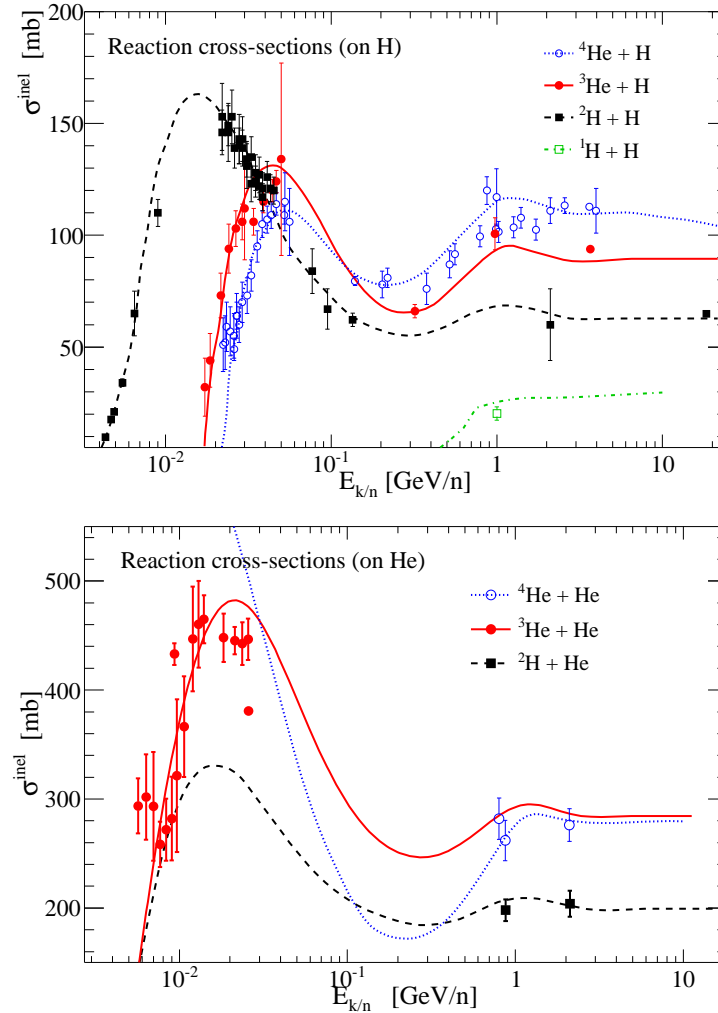


FIGURE 4.1 – Sections efficaces inélastiques du quartet sur des cibles d'hydrogène (en haut) et d'hélium (en bas). Figures issues de [51].

4.2 Les sections efficaces

4.2.2 Sections efficaces de fragmentation

Nous abordons maintenant les paramétrisations des sections efficaces de fragmentation qui jouent un rôle clé dans l'analyse des secondaires car les flux calculés sont directement proportionnels aux sections efficaces de fragmentation. Dans le cas du quartet, les secondaires sont ^2H et ^3He et ils sont principalement produits par spallation de ^4He sur le milieu interstellaire. Cependant, tous les noyaux plus lourds que ^2H et ^3He peuvent aussi en produire (nous verrons par la suite que ^1H contribue aussi). En effet, ces noyaux lourds ont des sections efficaces plus grandes et ceci peut contrebalancer leurs faibles abondances dans le rayonnement cosmique (nous étudierons les proportions plus en détail dans la section 4.2.3). En conclusion, pour faire une estimation précise de la quantité de secondaires produits, il est nécessaire de connaître toutes les sections efficaces de fragmentation des éléments du rayonnement cosmique en ^2H et ^3He . Ceci rend la tâche nettement plus complexe que dans le cas des sections efficaces de destruction. Pour certains éléments, les sections efficaces de fragmentation en ^2H , ^3He n'ont jamais été mesurées. Il faut donc, en plus d'une paramétrisation en fonction de l'énergie, une paramétrisation en fonction du noyau incident.

Pour compliquer la chose, pour une énergie du projectile donnée, les fragments générés par le processus de destruction possèdent une distribution en énergie. Cette distribution est approximativement gaussienne mais dans notre étude on se limite à l'approximation *straight-ahead* sous laquelle l'énergie par nucléon du projectile est conservée par le fragment. Dans le cas de l'étude du bore, Tsao et al. [162] ont montré que l'impact de cette approximation sur le rapport B/C calculé est inférieur à 10%. Nous utiliserons donc uniquement la section efficace intégrée sur toute la distribution énergétique du fragment. Dans le cas du quartet, nous verrons que la faible résolution des mesures des flux et des rapports disponibles rend optionnel un tel raffinement.

4.2.2.1 Sections efficaces : $^4\text{He} + \text{H} \rightarrow ^2\text{H}$, ^3H et ^3He

Nous abordons ici la production des trois secondaires ^2H , ^3H et ^3He . Si nous n'avons pas parlé du tritium jusqu'à présent, c'est que celui-ci est un isotope radioactif de temps de demi-vie 12.2 ans qui se désintègre en hélium 3. Cette durée est extrêmement courte devant le temps de propagation, si bien que tout le tritium produit pendant le transport se transforme en hélium 3 avant d'arriver dans les détecteurs. Par conséquent, l'hélium 3 détecté sur Terre est la somme du tritium et de l'hélium 3 du rayonnement cosmique.

La production de ^2H , ^3H et ^3He est principalement due aux réactions de l'hélium du rayonnement cosmique sur l'hydrogène du milieu interstellaire. De plus, les sections efficaces associées sont relativement bien mesurées et paramétrées, elles serviront donc de référence pour une paramétrisation pour les sections efficaces à partir de projectiles plus lourds (cf section 4.2.2.3). Les paramétrisations des réactions $^4\text{He} + \text{H} \rightarrow ^2\text{H}$, ^3H et ^3He en fonction de l'énergie sont basées sur celles de Cucinotta et al. [54], mais sont corrigées de quelques erreurs typographiques et modifiées pour mieux ajuster les données. Ces paramétrisations prennent en compte tous les canaux susceptibles de produire ^2H , ^3H et ^3He . En particulier, elles distinguent la production ^2H et ^3He par réaction de *stripping* et de *breakup*. Alors que le processus de *breakup* est le processus standard, la réaction de *stripping* permet de créer un deutérium et un hélium 3 par arrachement d'un neutron de ^4He qui fusionne avec le proton : $^4\text{He} + \text{H} \rightarrow ^2\text{H} + ^3\text{He}$. En exprimant l'énergie cinétique E_k en MeV/n, les paramétrisations des sections efficaces de production de $X = ^3\text{H}$, ^3He et ^2H présentées à la figure 4.2 ont la forme suivante :

$$\sigma_{^4\text{He}+H \rightarrow X} = \sigma_0 \left(\frac{A}{1 + \exp(\frac{E_1^{th} - E_k}{E_1^{slope}})} - 1 \right) \left(1 - \frac{B}{(1 + C \exp(-\frac{E_k}{E_2^{slope}}))^3} \right) \times \left(1 + D \sqrt{\frac{E_k}{E_3^{slope}}} \right) \exp\left(-\frac{E_k - E_2^{th}}{E_4^{slope}}\right). \quad (4.1)$$

Les valeurs des coefficients sont présentées dans la table 4.1.

TABLE 4.1 – Valeurs des coefficients de la paramétrisation 4.1 des sections efficaces de production de ^3H , ^3He et ^2H (les coefficients E^{slope} et E^{th} sont en MeV).

Fragment	$\sigma_0(mb)$	A	B	C	D	E_1^{slope}	E_2^{slope}	E_3^{slope}	E_4^{slope}	E_1^{th}	E_2^{th}
^3H	14.8	2	0.52	10	1.5	10	44	300	5000	22	800
^3He	42.5	2	0.63	6.7	0.36	9	50	520	7000	24	950
^2H	40.5	2.1	0.51	6.7	0.33	50	34	520	5000	25	950

Pour les productions de ^2H et ^3He il faut rajouter la réaction de *stripping* dont la paramétrisation est :

$$\sigma^{stripping} = 48 \exp\left(-\frac{(E_k - T_{th})^{1.7}}{1350 \text{ MeV}}\right) \text{ mb.}$$

4.2.2.2 Production de deutérium : canaux supplémentaires

Il existe deux autres canaux de production du deutérium à partir des noyaux légers et ils sont présentés sur la figure 4.2 (en bas à droite). Tout d’abord, la fragmentation de ^3He peut aussi produire du deutérium. L’hélium 3 possède une section efficace de production de ^2H similaire à celle de l’hélium 4 mais son flux dans le rayonnement cosmique est plus faible ($\sim 20\%$ à 1 GeV/n jusqu’à devenir négligeable à haute énergie $\geq 10 \text{ GeV/n}$). La contribution de l’hélium 3 au deutérium reste donc dans les mêmes proportions. Le second canal provient de la coalescence de deux protons. Bien que la section efficace contribue seulement pour une gamme d’énergie très étroite, sa contribution n’est pas négligeable au-dessous de 1 GeV/n. Le fait que la section efficace soit ~ 10 fois plus petite que celles des autres canaux est contrebalancé par l’abondance des protons dans le rayonnement cosmique. Pour le canal $^3\text{He} + \text{H} \rightarrow ^2\text{H}$, l’ajustement tiré de [121] a été adapté afin de faire correspondre les deux mesures à hautes énergies les plus récentes ITEP et LHE JINR. L’ajustement a été repris tel quel pour le canal $\text{p} + \text{H} \rightarrow ^2\text{H}$.

4.2.2.3 Projectiles lourds sur cible d’hydrogène : $\text{Proj}_{(A>4)} + \text{H} \rightarrow ^2\text{H}, ^3\text{H} \text{ et } ^3\text{He}$

Pour les sections efficaces de fragmentation des noyaux plus lourds, peu de paramétrisations existent dans la littérature. Les paramétrisations des réactions avec des noyaux lourds sont donc basées sur les paramétrisations des réactions $^4\text{He} + \text{H} \rightarrow (^2\text{H}, ^3\text{He}, ^3\text{H})$. Dans l’approximation de couplage faible, on peut faire l’hypothèse que les rapports de branchements des réactions ne dépendent pas du noyau cible et que c’est seulement la section efficace totale qui change lorsque la cible change. Dans ce cas, on peut écrire la formule de la section efficace comme le produit d’un terme qui dépend du projectile

4.2 Les sections efficaces

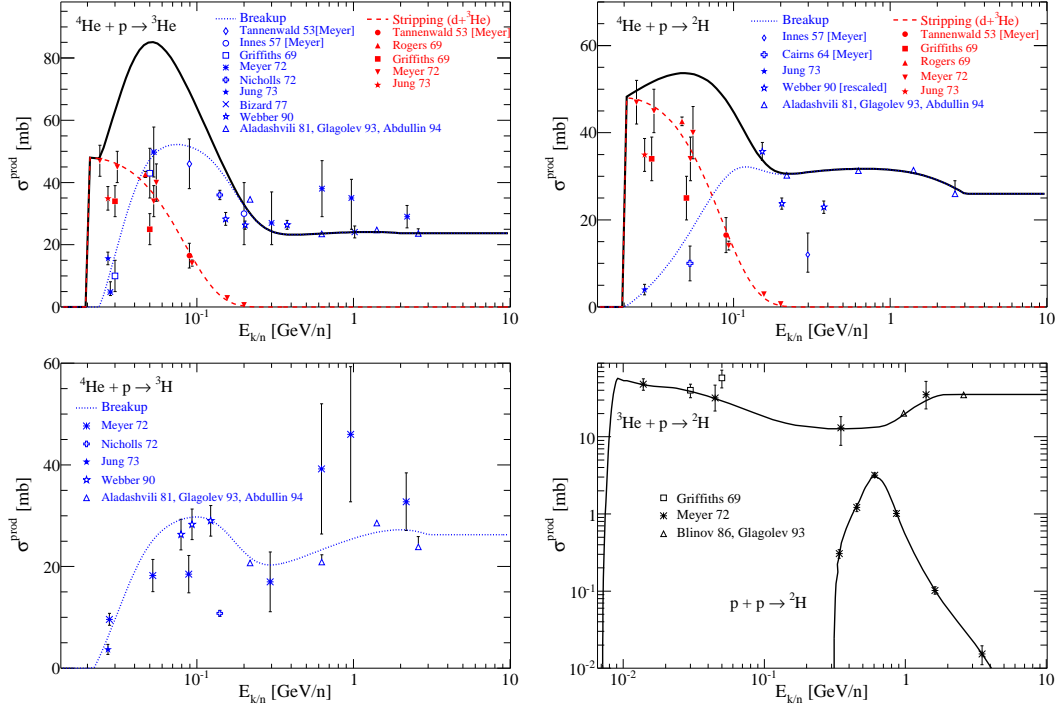


FIGURE 4.2 – Sections efficaces de production de ${}^3\text{He}$ (haut gauche), de ${}^2\text{H}$ (haut droite) et de ${}^3\text{H}$ (bas gauche). Les données proviennent de [156, 96, 42, 146, 84, 121, 100, 16, 167, 79, 3]. Bas droite : canaux de production de deutérium supplémentaires et les mesures associées [84, 121, 37, 79]. Figures issues de [51].

et du fragment et d'un terme qui dépend seulement de la cible $\sigma^{weak}(P, F, T) = \gamma_P^F \gamma_{PT}$ où P , F et T représentent respectivement le projectile, le fragment et la cible (les facteurs γ seront décrits dans ce qui suit). Cette écriture se nomme la factorisation faible. Pour aller plus loin, on peut faire l'hypothèse que les effets entre le projectile et la cible sont découplés. Dans cette approximation, nommée factorisation forte, la section efficace s'écrit $\sigma^{strong}(P, F, T) = \gamma_P^F \gamma_T$. Olson et al. [130] ont montré que bien que la factorisation forte soit probablement violée, la factorisation faible semble respectée. Les données utilisées pour ajuster la paramétrisation des noyaux lourds ($A \leq 12$) sur cible d'hydrogène sont indiquées dans la table 4.2. En terme de gamme en énergie couverte pas les mesures, ce sont les données avec les projectiles C,N,O ($\langle A \rangle = 14$) qui sont les plus abondantes, suivies du groupe Mg,Al,Si ($\langle A \rangle = 26$) et Fe,Ni ($\langle A \rangle = 57$). Ces différentes mesures sont présentées à la figure 4.3 (les deux panneaux de gauche). Les lignes en continu correspondent à un ajustement par mise à l'échelle de la section efficace $\sigma_{breakup}^{4He+p \rightarrow 3He}$ (la section efficace de stripping n'est pas prise en compte car les projectiles lourds ne donnent pas de fragment $A = 3$ pour ce processus). La section efficace $P + T \rightarrow F$ s'écrit donc :

$$\sigma^{PT \rightarrow F}(E_{k/n}, A_P) = \sigma^{Pp \rightarrow F}(E_{k/n}, A_P) = \gamma_P^F \cdot \gamma_{PT} \quad (4.2)$$

$$(4.3)$$

avec

$$\gamma_P^F = \begin{cases} 1.3 \left[1 + \left(\frac{A_P}{25} \right)^{1.5} \right], & \text{si } F = {}^3\text{He} \text{ ou } F = {}^3\text{H} \\ 0.28 A_P^{1.2} & F = {}^2\text{H} \end{cases} \quad (4.4)$$

et pour une cible d'hydrogène la paramétrisation de γ_{PT} est la suivante :

$$\gamma_{Pp} = f(E_{k/n}, A_P) \cdot \sigma_{\text{breakup}}^{4\text{He}+p \rightarrow {}^3\text{He}}(E_{k/n}), \quad (4.5)$$

où

$$f(E_{k/n}, A_P) = \begin{cases} \left(\frac{E_{k/n}}{1.5 \text{ GeV/n}} \right)^{0.8 \cdot \sqrt{\frac{A_P}{26}}} & \text{si } E_{k/n} < 1.5 \text{ GeV/n}, \\ 1 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.6)$$

Grâce au facteur $f(E_{k/n}, A_P)$, la dépendance en énergie disparaît du facteur γ_P^F et celui-ci reste constant pour toutes les énergies. La figure 4.3 en bas à droite représente sa paramétrisation ainsi que les différentes mesures pour les fragments ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ et ${}^3\text{H}$.

TABLE 4.2 – Références des sections efficaces de production des noyaux légers pour des projectiles lourds sur des cibles d'hydrogène.

Proj.	Frag.	nb. données	$E_{k/n}(\text{GeV})$	Ref.
N, O, Fe	${}^3\text{H}$	3	2.2	[76]
C, N, O, Mg, Al, Fe, Ni, Ag, Sn, Pb	${}^3\text{H}$	26	0.45-6.2	[55, 56]
C	${}^3\text{H}$	4	0.225-0.73	[93]
Mg, Al	${}^3\text{He}$	2	0.54	[32]
C, O, Mg, Al, Si, V, Cr, Mn, Fe, Ni, Cu, Ag, Pb, Bi	${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$	38	0.225-5.7	[81]
CNO	${}^2\text{H}, {}^3\text{H}, {}^3\text{He}$	14	0.02-7.5	[145]
C, O, Si	${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$	12	0.6-3.0	[107]
Si, Mg	${}^3\text{He}$	33	0.02-0.06	[165]
Mg	${}^3\text{He}$	6	0.015-0.07	[140]
C, O	${}^2\text{H}, {}^3\text{H}, {}^3\text{He}$	8	1.05-2.1	[130]
Ag	${}^3\text{He}$	1	0.48	[82]
Mg, Al, Si	${}^3\text{He}$	3	0.6	[123]
Mg, Al, Si, Fe, Ni	${}^3\text{He}$	21	0.8-2.6	[122]
Mg, Al, Si	${}^3\text{He}$	33	0.015-1.6	[112]
C	${}^3\text{He}$	3	1.87-3.66	[103, 104]
Pb	${}^3\text{He}$	22	0.04-2.6	[113]
Fe, Ni	${}^3\text{He}$	53	0.022-1.6	[21]

4.2.2.4 Projectiles lourds sur cible d'hélium : $\text{Proj}_{(A \geq 4)} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^2\text{H}, {}^3\text{H}, \text{ and } {}^3\text{He}$

Les données concernant la production de noyaux légers avec des noyaux lourds sur des cibles d'hélium 4 sont rares. Dans leur compilation, Davis et al. [58] indiquent que la section efficace de

4.2 Les sections efficaces

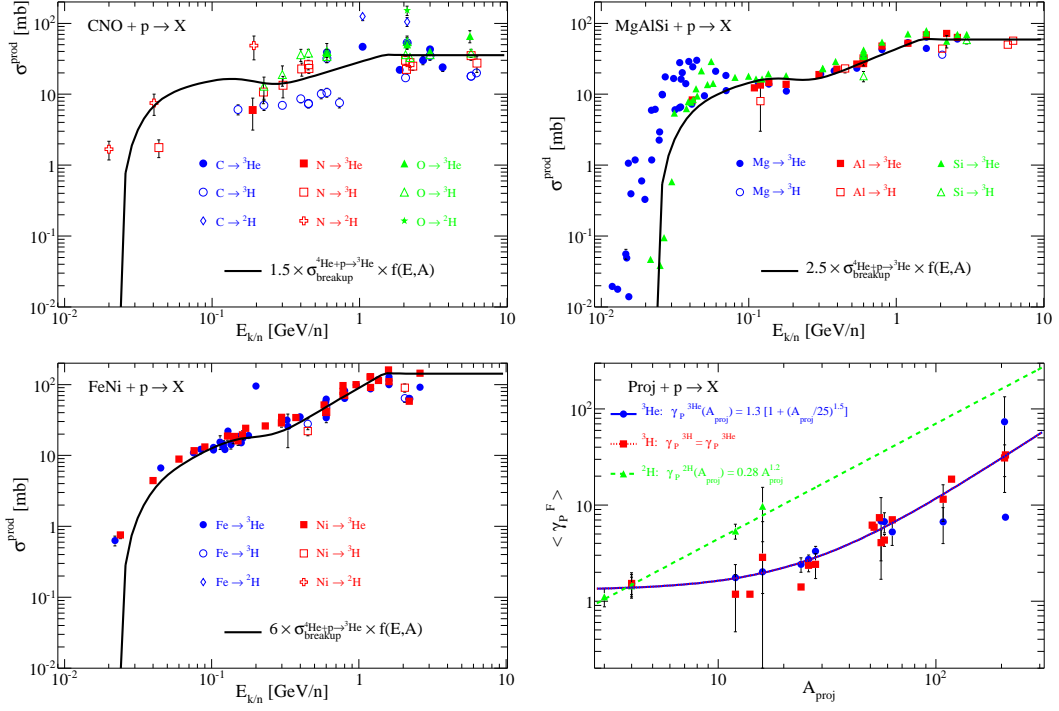


FIGURE 4.3 – Sections efficaces $\text{Proj}_{(A>4)} + \text{H} \rightarrow {}^2\text{H}, {}^3\text{H} \text{ et } {}^3\text{He}$ avec $\text{Proj}=\text{C,N,O}$ (haut gauche), $\text{Proj}=\text{Mg,Al,Si}$ (haut droite), and $\text{Proj}=\text{Fe,Ni}$ (haut gauche). Bas droite : facteur γ_P^F (cf eq. 4.3). Figures issues de [51].

production de l'hélium 3 est proportionnelle à $A_T^{0.31}$ à partir de 4 points avec $A_T \geq 7$. La compilation des sections efficaces de production de ${}^3\text{He}$ en fonction du numéro de la cible est présentée sur la figure 4.4. Ce facteur de proportionnalité sera utilisé pour les sections efficaces de production de ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ et ${}^2\text{H}$. On utilise donc la paramétrisation :

$$\sigma^{P+{}^4\text{He} \rightarrow F} = 4^{0.31} \sigma^{P+p \rightarrow F}.$$

4.2.3 Contribution des différents éléments aux flux des éléments du quartet

Les paramétrisations que nous avons étudiées précédemment nous ont permis d'estimer les sections efficaces de production et de destruction des éléments du quartet par spallation des éléments lourds ($A > 4$). Bien que les éléments du quartet soient principalement produits par spallation de l'hélium, nous allons voir que la spallation des éléments lourds contribue aussi de manière non négligeable. Suivant la précision recherchée, on devra donc prendre, ou non, ces contributions en compte.

En première approximation, l'abondance d'un élément du rayonnement cosmique est proportionnelle à son terme source S^j (cf. équation 3.9). Pour un noyau secondaire, ce terme source est proportionnel aux flux des parents primaires et à la section efficace de production. Normalisé à la production par spallation de ${}^4\text{He}$, cela donne :

$$\text{Rel}^{S \rightarrow P} \propto \frac{S^P}{S^{\text{He}}} \propto \frac{\phi^P}{\phi^{\text{He}}} \cdot \gamma_P^S, \quad (4.7)$$

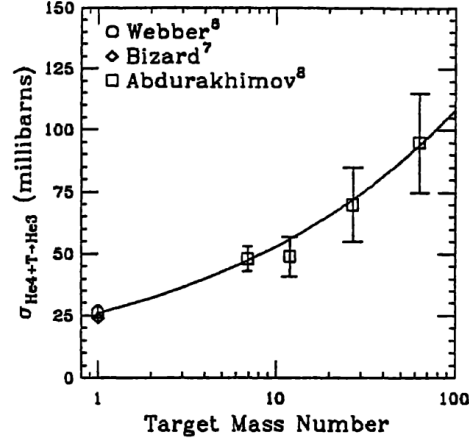


FIGURE 4.4 – Compilation des sections efficaces de production de ^3He en fonction du numéro atomique de la cible tirée de [58]. Ces sections efficaces peuvent être paramétrées en fonction de la section efficace sur cible d'hydrogène comme $\sigma^{P+T \rightarrow F} = \sigma^{P+p \rightarrow F} A_T^{0.31}$.

où P est le projectile primaire, S le fragment secondaire et γ_P^S est la section efficace de production relative à ^4He (cf. équation 4.4). La contribution de chaque parent est donnée par :

$$f^{P \rightarrow S} = \frac{\text{Rel}^{P \rightarrow S}}{\sum_{P'=\text{He} \dots \text{Ni}} \text{Rel}^{P' \rightarrow S}}. \quad (4.8)$$

La table 4.3 montre les contributions à la production de ^2H et ^3He de tous les éléments jusqu'au nickel. On peut constater que l'hélium 3 est produit à 60 % par spallation de l'hélium et le deutérium est produit à 80% par ce dernier. L'hélium 4 est donc le contributeur principal à la production de ces deux éléments. Il est suivi par le carbone et l'oxygène, puis le magnésium et le silicium pour finir par le fer. Notons que les espèces plus lourdes que ^4He contribuent à hauteur de 35% pour la production de ^2H et à 11% pour la production de ^3He .

Pour calculer plus précisément la contribution de chaque élément, il faut résoudre l'équation de propagation prenant en compte les gains et les pertes d'énergie, la destruction, la spallation et le vent de convection. À partir des paramètres de meilleur ajustement (voir section 4.5), les flux des éléments ainsi que leurs contributions à la production des secondaires du quartet ont été calculés avec USINE. La figure 4.5 présente la contribution cumulée de production de ^3He , ^2H et ^4He et normalisée à 1 (lorsque tous les parents jusqu'à Zn sont pris en compte). Chaque courbe représente la contribution du flux produite par le groupe de parents spécifiés dans la légende. La figure 4.5 en haut à gauche montre les contributions cumulées à la production de deutérium. On peut remarquer qu'à haute énergie, lorsque l'on ne prend en compte que les parents du deutérium jusqu'à l'hélium, le flux obtenu est seulement 50 % du flux total. Cela montre que la moitié de la production du deutérium est causée par la spallation de noyaux plus lourds que l'hélium. On peut aussi remarquer un pic aux alentours de 1 GeV/nuc qui apparaît dans la courbe où le seul parent du deutérium est l'hydrogène. Ce pic, qui contribue jusqu'à 40 % du flux à 1 GeV/nuc, est causé par la réaction de production de deutérium par coalescence de deux protons (courbe rose en pointillés de la figure haut gauche de 4.5).

4.2 Les sections efficaces

TABLE 4.3 – Contribution des projectiles $A \geq 4$ à la production de ^2H et ^3He à 10 GeV/n. Les colonnes indiquent respectivement l'espèce considérée, son numéro atomique, le rapport de son flux sur le flux de ^4He , le rapport des sections efficaces de production et enfin la contribution à la production de ^2H et ^3He .

P	A_P	$\frac{\Phi_P}{\Phi_{^4\text{He}}}$	$\gamma_P^{^2\text{H}}$	$\gamma_P^{^3\text{He}}$	$f^{P \rightarrow ^2\text{H}}$ %	$f^{P \rightarrow ^3\text{He}}$ %
He	4	1.0	60.1	86.0
C	12	$3.3 \cdot 10^{-2}$	5.5	2.3	7.5	3.6
N	14	$7.4 \cdot 10^{-3}$	6.6	2.4	2.0	0.8
O	16	$3.4 \cdot 10^{-2}$	7.8	2.6	10.7	4.1
F	19	$5.2 \cdot 10^{-4}$	9.6	2.8	0.2	0.1
Ne	22	$5.1 \cdot 10^{-3}$	11.4	3.1	2.4	0.8
Na	23	$8.8 \cdot 10^{-4}$	12.1	3.2	0.4	0.1
Mg	24	$6.7 \cdot 10^{-3}$	12.7	3.3	3.4	1.0
Al	26	$1.1 \cdot 10^{-3}$	14.0	3.5	0.6	0.2
Si	28	$5.5 \cdot 10^{-3}$	15.3	3.7	3.4	1.0
P	31	$1.8 \cdot 10^{-4}$	17.3	4.0	0.1	< 0.1
S	32	$1.0 \cdot 10^{-3}$	17.9	4.1	0.7	0.2
Cl	35	$1.8 \cdot 10^{-4}$	20.0	4.5	0.1	< 0.1
Ar	36	$3.1 \cdot 10^{-4}$	20.6	4.6	0.3	0.1
K	39	$2.1 \cdot 10^{-4}$	22.7	5.0	0.2	< 0.1
Ca	40	$6.1 \cdot 10^{-4}$	23.4	5.1	0.6	0.1
Sc	45	$1.0 \cdot 10^{-4}$	27.0	5.8	0.1	< 0.1
Ti	48	$3.4 \cdot 10^{-4}$	29.2	6.2	0.4	0.1
V	51	$1.8 \cdot 10^{-4}$	31.4	6.6	0.2	0.1
Cr	52	$3.6 \cdot 10^{-4}$	32.1	6.8	0.5	0.1
Mn	55	$3.0 \cdot 10^{-4}$	34.3	7.2	0.4	0.1
Fe	56	$3.7 \cdot 10^{-3}$	35.1	7.4	5.3	1.3
Ni	58	$2.4 \cdot 10^{-4}$	36.6	7.7	0.4	0.1

Dans le cas de l'hélium 3 (figure 4.5 en haut à droite), les noyaux plus lourds que l'hélium contribuent à sa production à hauteur de 25 %. On comprend donc que, suivant le degré de précision recherché, et pour calculer correctement les flux des secondaires du quartet, il faut impérativement inclure dans la propagation les noyaux C, N et O, et voire aussi les noyaux plus lourds (jusqu'au zinc).

La figure 4.5 du bas montre la contribution des différentes espèces à la production d'hélium. Bien qu'essentiellement primaire, on remarque que l'hélium possède une composante secondaire dont l'importance atteint presque 10 % aux alentours de $\sim 3 \text{ GeV/n}$. L'hélium secondaire est principalement produit par la spallation des noyaux C, N et O. Avec la précision des données He de PAMELA [9] inférieure à 1%, et encore plus avec la précision des futures mesures d'AMS-02, prendre

4.3 Monte Carlo par Chaîne de Markov (MCMC) pour la contrainte des paramètres

les contributions des noyaux lourds en compte jusqu'à Si dans le calcul des flux d'hélium devient donc une nécessité.

Au final, les contributions des différentes espèces obtenues avec USINE à haute énergie sont similaires à celles dictées par l'équation 4.7, et qui apparaissent dans la table 4.3. Mais contrairement à cette table, les figures 4.5 prennent en compte la dépendance énergétique, particulièrement importante au-dessous de 100 GeV/n. On constate que les noyaux lourds contribuent plus à la production des éléments du quartet à haute énergie qu'à basse énergie. Cette dépendance est principalement due aux sections efficaces de destruction des noyaux lourds qui sont plus importantes que celles des noyaux légers. En conséquence, les noyaux lourds souffrent des interactions nucléaires lors de la propagation (Cf équation 4.3) et particulièrement à basse énergie où le grammage (la quantité de matière traversée) est important.

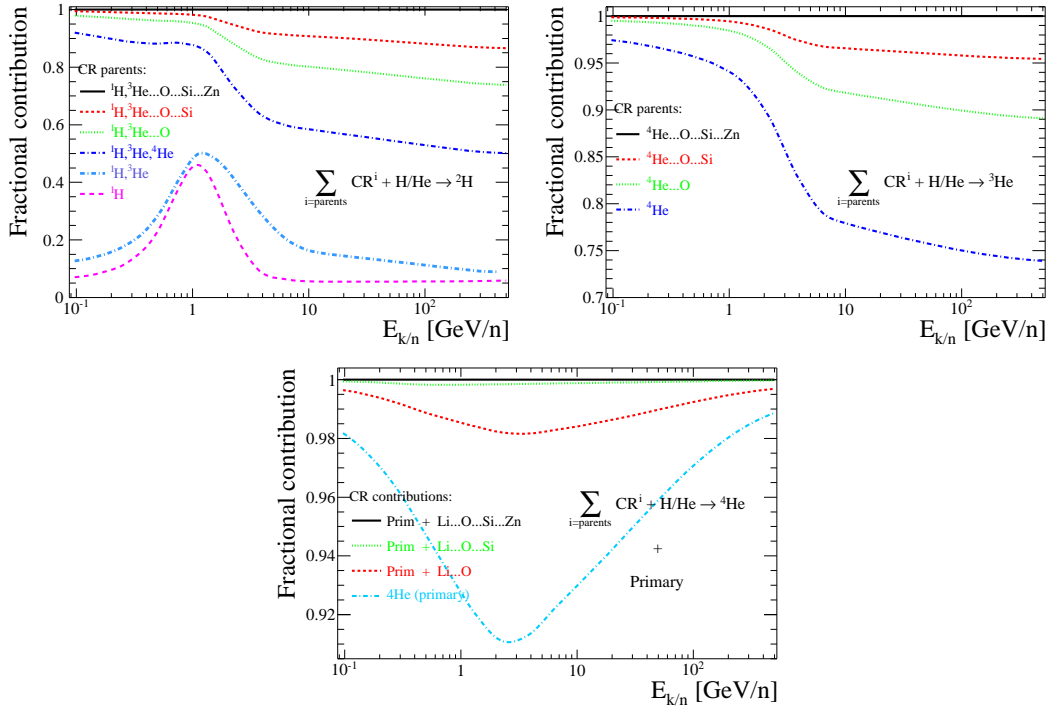


FIGURE 4.5 – Somme des contributions aux flux propagés ${}^2\text{H}$ (à gauche), ${}^3\text{He}$ (à droite) et ${}^4\text{He}$ (en bas) des parents $A > 4$ en fonction de l'énergie $E_{k/n}$. Pour ${}^4\text{He}$, la contribution primaire est aussi prise en compte. Figures issues de [51].

4.3 Monte Carlo par Chaîne de Markov (MCMC) pour la contrainte des paramètres

Revenons sur la contrainte des paramètres : une fois le code de propagation choisi (ici USINE), et les ingrédients nécessaires compilés (sections efficaces et données), on va comparer les abondances prédites avec un jeu de paramètres aux abondances mesurées de manière à minimiser la différence. On obtient alors le jeu de paramètres le plus probable et les incertitudes sur les paramètres. L'estimation des incertitudes, qui peut être effectuée à partir de la matrice de covariance du χ^2 , est seulement valide si les fluctuations sur les paramètres minimisant le χ^2 sont distribuées selon une gaussienne.

4.3 Monte Carlo par Chaîne de Markov (MCMC) pour la contrainte des paramètres

Ceci implique que les équations de propagation soient linéaires [53], ce qui est loin d'être le cas ici. L'inférence bayésienne permet de s'affranchir de cette hypothèse.

4.3.1 L'approche bayésienne et les chaînes de Markov

Dans le cadre bayésien, la notion de probabilité n'est plus perçue comme la fréquence de réalisation d'une assertion mais comme le degré de confiance qui lui est accordé. Contrairement à l'interprétation fréquentiste, l'inférence bayésienne autorise à parler de la distribution de probabilité des paramètres. En vertu du théorème de Bayes et en observant les données des flux \vec{D} , on peut écrire la densité de probabilité a posteriori des paramètres $\vec{\theta}$ sachant les données \vec{D} :

$$P(\vec{\theta}|\vec{D}) = \frac{P(\vec{D}|\vec{\theta})P(\vec{\theta})}{P(\vec{D})},$$

où $P(\vec{D}|\vec{\theta})$ est la probabilité d'observer les données \vec{D} sachant les paramètres $\vec{\theta}$, $P(\vec{\theta})$ représente la probabilité a priori (le prior) des paramètres $\vec{\theta}$ et $P(\vec{D})$ est le terme normalisateur de la distribution :

$$P(\vec{D}) = \int P(\vec{D}|\vec{\theta})P(\vec{\theta}) d\vec{\theta}. \quad (4.9)$$

Après obtention de la fonction densité de probabilité a posteriori $P(\vec{D}|\vec{\theta})$, on peut en déduire facilement les erreurs sur les paramètres et ce, quelles que soient les équations de propagation. Cependant lorsque le nombre N de paramètres augmente, le calcul de l'intégrale multidimensionnelle 4.9 nécessaire pour la détermination de $P(\vec{\theta}|\vec{D})$ devient difficile à réaliser et la plupart des méthodes bayésiennes atteignent leurs limites. Nous allons maintenant présenter un algorithme de contrainte des paramètres utilisant l'inférence bayésienne mais ne nécessitant pas le calcul de cette intégrale. L'implémentation d'un tel algorithme pour le code de propagation USINE a été une importante partie de la thèse de A. Putze¹ [144]. Cet algorithme Monte Carlo par Chaînes de Markov (MCMC) permet l'échantillonnage de la distribution des paramètres. Il se déplace dans un espace appelé espace des paramètres où chaque point de l'espace symbolise un jeu de paramètres. La particularité et la puissance de cet algorithme viennent du fait que la chaîne, formée par la succession des points, passe dans chaque zone un temps proportionnel à la fonction densité de probabilité dans cette zone. À titre illustratif, la figure 4.6 de gauche représente l'évolution d'un paramètre (ici le vent de convection V_c) pour 3 chaînes. Bien que les points de départ soient différents, on constate qu'au bout d'un certain temps les trois chaînes convergent vers des régions similaires. Les distributions des valeurs prises par les trois chaînes sont représentées sur la figure 4.6 de droite. L'algorithme MCMC assure que chaque chaîne est un estimateur non biaisé de la distribution de probabilité associée au paramètre V_c . De la distribution on peut tirer la valeur la plus probable mais aussi la moyenne, l'écart type et les moments d'ordres supérieurs du paramètre V_c .

En pratique, l'utilisation du MCMC peut être décomposée en deux étapes. La première concerne la création de la chaîne et son déplacement tandis que la deuxième concerne l'analyse de cette chaîne.

4.3.2 L'algorithme de Metropolis-Hastings

Il s'agit de créer un algorithme permettant à la chaîne de se déplacer aléatoirement dans l'espace des paramètres dont le temps passé dans chaque zone est proportionnel à la fonction densité de probabilité

1. Pour plus de détail sur le MCMC, le lecteur pourra s'y référer.

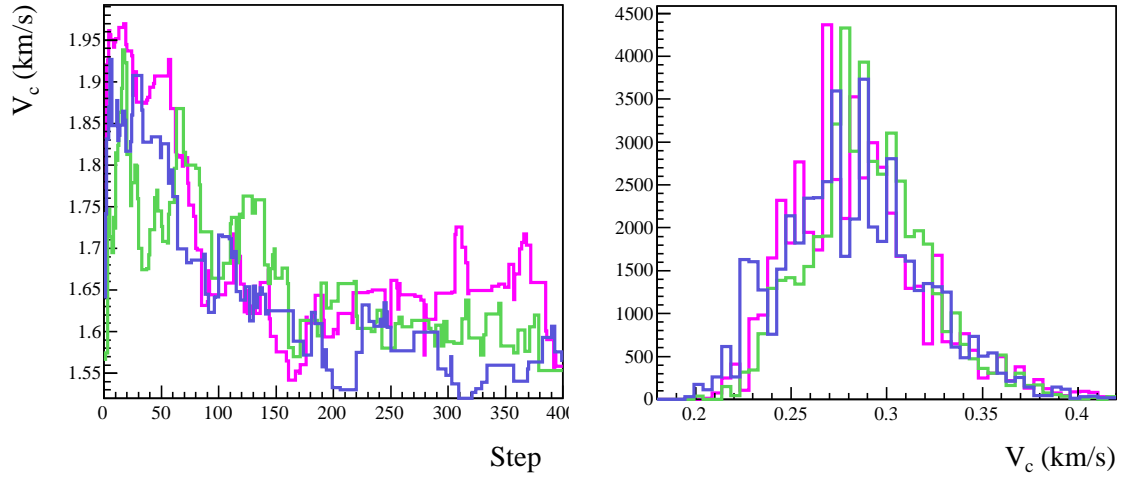


FIGURE 4.6 – À gauche : valeur du vent de convection en fonction du pas de la chaîne pour 3 chaînes aux points de départ différents. À droite : distribution des valeurs prises par la chaîne.

associé à la valeur des paramètres dans cette zone. Il existe plusieurs algorithmes permettant de guider le déplacement de la chaîne. Dans le cas de l'algorithme de Metropolis-Hastings, le déplacement se fait en deux temps. Tout d'abord une fonction de proposition va permettre de proposer un point dans l'espace des paramètres vers lequel aller, puis une fonction d'acceptation va décider d'aller ou non à ce nouveau point. En cas de refus, la chaîne reste à l'endroit où elle se trouve puis la fonction de proposition propose un nouveau point dans l'espace des paramètres, et ainsi de suite.

La fonction de proposition

Soit $\vec{\theta}_i = \{\theta_i^0, \dots, \theta_i^n\}$ la valeur des n paramètres au $i^{\text{ème}}$ pas de la chaîne. On désire créer une fonction qui permette de proposer aléatoirement un nouveau jeu de paramètres $\vec{\theta}_{try}$. Une spécificité des chaînes de Markov est de suivre la propriété de Markov qui stipule que la valeur des états futurs (le nouveau jeu de paramètres) ne doit dépendre que de l'état présent et non des états passés. En conséquence de quoi la fonction de proposition ne doit dépendre que de $\vec{\theta}_i$, sans dépendre de ses anciennes valeurs $\vec{\theta}_{j < i}$. La fonction de proposition qui maximise l'efficacité de l'algorithme est celle dont la distribution correspond à la densité de probabilité des paramètres, mais c'est précisément la fonction que l'on cherche à construire et on ne la connaît pas. Dans un premier temps, on utilise généralement des distributions gaussiennes indépendantes et centrées sur la valeur de chaque paramètre θ_i^j et ayant un écart type suffisamment large pour couvrir l'ensemble des valeurs possibles de chaque paramètre. La figure 4.9 montre en ligne continue la fonction densité de probabilité d'un paramètre θ que l'on cherche à échantillonner. Deux fonctions de propositions sont affichées en traits pointillés. Les deux courbes représentent la distribution du paramètre proposée θ_{try} lorsque la chaîne se trouve au point θ_i . Les distributions sont deux gaussiennes de largeurs différentes mais centrées sur θ_i . Les deux fonctions de proposition répondent donc bien à la propriété de Markov car elles ne dépendent que de θ_i . En théorie le choix de la fonction de proposition ou de son écart type n'a pas de conséquence sur la distribution finale de la chaîne de Markov, mais en pratique cela a une grande influence sur l'efficacité de la chaîne, c'est-à-dire le nombre de points à proposer pour obtenir la chaîne. La fonction Q_2 , à l'écart-type trop petit, explorera trop doucement l'espace des paramètres tandis que la fonction Q_1 , à l'écart-type trop grand, proposera systématiquement des points à la vraisemblance proche de zéro

4.3 Monte Carlo par Chaîne de Markov (MCMC) pour la contrainte des paramètres

qui seront rejetés (voir 4.3.3).

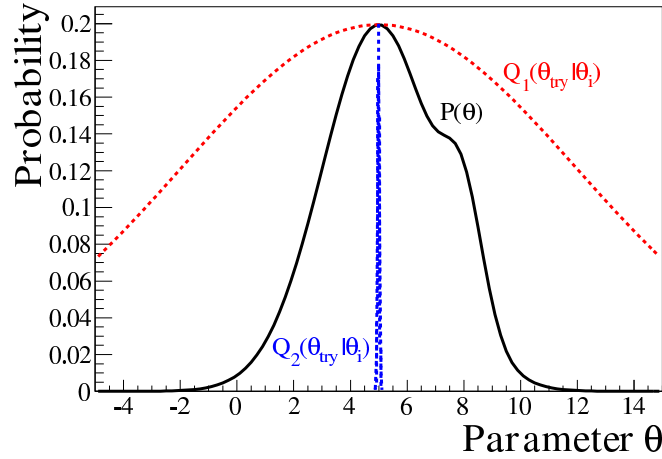


FIGURE 4.7 – Fonction densité de probabilité P d'un paramètre θ et deux fonctions de propositions, l'une avec un écart type trop grand (Q_1) et l'autre avec un écart type trop petit (Q_2).

La fonction d'acceptation

Alors que la fonction de proposition joue sur l'efficacité de déplacement de la chaîne, c'est la fonction d'acceptation qui assure que la distribution des points $\vec{\theta}_i$ suive effectivement la distribution de probabilité des paramètres. C'est elle qui va valider le déplacement de la chaîne vers le point proposé ou non. Elle dépend de la valeur des paramètres au point courant et au point proposé θ_{try} . Dans le cas de l'algorithme de Metropolis-Hastings, la fonction est la suivante :

$$a(\theta_{try}|\vec{\theta}_i) = \frac{f(\theta_{try})}{f(\vec{\theta}_i)},$$

où $f(\theta_{try})$ et $f(\vec{\theta}_i)$ sont respectivement les valeurs des densités de probabilité de $\vec{\theta}$ en θ_{try} et $\vec{\theta}_i$. Le pas θ_{try} est accepté si $a(\theta_{try}|\vec{\theta}_i) \geq 1$. Sinon la chaîne stagne et la fonction de proposition propose un nouveau point. Le théorème de Bayes permet d'estimer ces deux densités de probabilité :

$$f(\vec{\theta}) = P(\vec{\theta}|\vec{D}) = \frac{P(\vec{D}|\vec{\theta})P(\vec{\theta})}{P(\vec{D})},$$

où $P(\vec{D}|\vec{\theta})$ représente la probabilité d'observer les données \vec{D} dans un modèle avec les paramètres $\vec{\theta}$. $P(\vec{\theta}) = \Pi(\vec{\theta})$ représente la probabilité a priori (le prior) d'observer $\vec{\theta}$ sans connaissance des résultats des expériences \vec{D} . $P(\vec{D})$ représente la probabilité d'observer les résultats \vec{D} et on peut l'identifier avec un terme de normalisation dont l'expression s'écrit :

$$P(\vec{D}) = \int P(\vec{D}|\vec{\theta})P(\vec{\theta})d\theta.$$

Comme nous l'avons vu précédemment, le calcul de cette intégrale multidimensionnelle nécessaire pour dériver $P(\vec{\theta}|\vec{D})$ devient très long lorsque le nombre de dimensions augmente. La puissance de

l'algorithme de Metropolis-Hastings réside dans le fait que la fonction d'acceptation ne dépend que du rapport des probabilités et il est donc inutile de calculer ce terme puisqu'il apparaît au numérateur et au dénominateur.

4.3.3 Analyse des chaînes

Longueur de *burn-in*

Comme on peut le constater sur la figure 4.6, lors de l'évolution des chaînes, il existe une période de transition durant laquelle les chaînes s'éloignent de leurs points de départ pour aller vers la région d'intérêt qui maximise la probabilité. Les conditions initiales de la chaîne sont généralement choisies de façon uniforme sur l'ensemble de l'espace des paramètres. Dans ce cas, avant d'arriver dans la région d'intérêt, la chaîne n'est pas à l'équilibre et n'échantillonne pas la fonction de densité de probabilité des paramètres. La partie de la chaîne correspondant au régime transitoire ne doit pas être prise en compte dans l'analyse. Pour connaître la longueur de chaîne à supprimer (longueur de *burn-in*) on cherche le premier pas dont la probabilité est supérieure à la valeur médiane de la distribution des probabilités de l'ensemble de la chaîne. On supprime ensuite tous les pas antérieurs à ce pas.

Longueur de corrélation

Puisque les paramètres proposés θ_{try} dépendent des paramètres θ_i , la chaîne est corrélée pas à pas. La suite de points n'est donc pas une suite de variables aléatoires indépendantes. Cette corrélation peut induire sur le court terme des stagnations de la chaîne dans certaines régions et ainsi faire apparaître des surdensités qui ne représentent pas la densité de probabilité des paramètres localement. Dans la limite où la longueur de la chaîne tend vers l'infini, ces surdensités se moyennent sur l'ensemble de l'espace des paramètres si bien qu'elles disparaissent. Cependant, dans le cas de chaînes de longueur finie certaines surdensités peuvent subsister et biaiser l'estimation des densités de probabilité. Afin d'éviter ce problème on effectue une procédure appelée *thinning* dans laquelle on sous-échantillonne la chaîne en ne gardant qu'un pas sur l . On prend comme longueur caractéristique de sous-échantillonnage l (appelée longueur de corrélation) la longueur pour laquelle l'autocorrélation de la chaîne devient inférieure à 0.5. Puisqu'il existe une longueur de corrélation par paramètre, on prendra comme longueur de corrélation finale la longueur de corrélation la plus grande à titre conservatif. Pour le $k^{\text{ième}}$ paramètre, l'autocorrélation est définie comme :

$$c^k(j) = \frac{E[\theta_i^k \theta_{i+j}^k] - (E[\theta_i^k])^2}{E[(\theta_i^k)^2] - (E[\theta_i^k])^2}.$$

La figure 4.9 représente la fonction d'autocorrélation du paramètre V_c du MCMC. Dans cet exemple la longueur de corrélation est de ~ 150 , ce qui signifie que la chaîne sous-échantillonnée sera 150 fois plus courte que la chaîne initiale. On comprend donc qu'une trop grande longueur de corrélation tend à affaiblir le MCMC. La longueur de corrélation dépend de la fonction de densité de probabilité et de la fonction de proposition. Dans le cas où celle-ci est gaussienne, changer son écart type influe sur la longueur de corrélation. Si nous revenons aux 3 cas présentés à la figure 4.8, la fonction de proposition Q_1 a une largeur caractéristique beaucoup plus grande que la fonction P et va donc systématiquement proposer des points dans des régions où la probabilité est très faible et qui ne seront pas acceptés. La chaîne va donc stagner et la longueur de corrélation sera élevée. La fonction de proposition Q_2 représente l'excès inverse. Ici les points proposés sont toujours très près du point courant et la chaîne va se déplacer très lentement. Une fois encore, la longueur de corrélation sera élevée. Faire tourner une première chaîne de Markov pour obtenir une valeur de l'écart-type proche

4.4 Analyse des données simulées

de celui de la distribution réelle puis refaire tourner une chaîne avec une fonction de proposition ayant cet écart-type peut parfois permettre un échantillonnage plus rapide de la distribution.

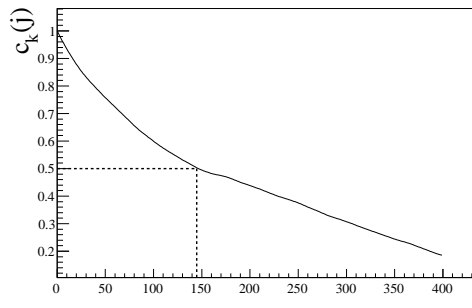


FIGURE 4.8 – Fonction d'autocorrélation du paramètre vent de convection V_c .

4.4 Analyse des données simulées

Rappelons le contexte : on cherche à déterminer les fonctions densités de probabilité des paramètres de propagation à l'aide d'un algorithme MCMC. Il s'agit d'un échantillonnage de l'espace des paramètres par chaînes de Markov où la chaîne passe dans chaque zone un temps proportionnel à la valeur de la fonction densité de probabilité des paramètres. Chaque nouveau point de la chaîne est proposé par une fonction de proposition et est validé par une fonction d'acceptation qui dépend de l'accord entre les flux prédits et les flux mesurés dont une compilation a été effectuée. L'algorithme en place, on est maintenant prêt pour contraindre les paramètres de propagation à partir des données du quartet. Cependant, il faut être capable de choisir quelles sont les données pertinentes sur lesquelles on peut baser les contraintes car les modèles possèdent de nombreux paramètres libres et peuvent se révéler difficile à contraindre. En effet, il a été montré [117] que dans le cas de la contrainte des paramètres à partir du rapport B/C disponible entre 0.1 et 100 GeV/nuc (mais c'est vrai pour tous les rapports secondaire sur primaire), les paramètres de propagation sont dégénérés entre eux. C'est aussi ce que nous avons vu en étudiant le modèle à une dimension dans la section 3.2.3.1. De plus les paramètres de transports sont aussi corrélés aux paramètres sources [142, 141]. Pour surmonter ces difficultés, la seule approche utilisée historiquement fut de fixer, soit les paramètres sources, soit les paramètres de transport et de contraindre les paramètres restants. Cependant, à cause des corrélations source-transport, de mauvaises hypothèses sur la valeur des paramètres à fixer peuvent induire de mauvaises conclusions. Nous avons aussi vu dans la section 3.2.3.1 que les rapports secondaire sur primaire n'apportent pas (ou peu) d'informations sur les paramètres sources et que, par conséquent, la contrainte de ces derniers n'est possible que si une observable est rajoutée (les flux primaires). Cependant, dans la pratique les flux de primaires et de secondaires ne sont pas mesurés avec la même précision et ceci peut impacter, voir biaiser la détermination des paramètres. En effet, l'ajustement d'un rapport secondaire sur primaire et d'un flux de primaire tend à tirer les résultats vers la région dictée par le flux de primaire, mesuré plus précisément [143]. D'un point de vue statistique, ceci est parfaitement juste si les barres d'erreurs estimées par les expériences sont justes, sinon il est possible que cela ne maximise pas l'information extraite du rapport secondaire sur primaire.

Dans ce cadre, l'utilisation du MCMC sur des données simulées (rapport secondaire sur primaire et flux de primaire) correspondant à des paramètres du modèle connus permet d'étudier cette hypothèse.

L'idée est donc de voir comment évoluent les contraintes suivant les observables et les paramètres libres utilisés, le but étant de déterminer une stratégie valide pour ajuster les données réelles. Avec les données simulées, différentes combinaisons observables/paramètres sont possibles.

Les observables possibles sont :

- rapport secondaire sur primaire seul ;
- flux primaire seul ;
- rapport secondaire sur primaire et flux primaire.

Les jeux de paramètres possibles sont :

- paramètres sources et paramètres de transport libres ;
- paramètres source fixés et paramètres de transport libres ;
- paramètres de transport fixés et paramètres sources libres.

La motivation de cette étude est donc de voir comment évoluent les contraintes sur les paramètres dans ces différentes approches et si elles sont consistantes entre elles.

4.4.1 Simulation des données

Les données sont simulées à partir des flux et des rapports prédits par USINE pour des paramètres donnés. Afin d'être aussi réaliste que possible, les paramètres sont choisis de manière à générer des flux proches des flux observés. À partir de ces flux, on peut générer des points de données simulés et leurs barres d'erreurs. Ces points sont générés de façon à couvrir la même gamme que les données réelles et avec des erreurs similaires. Les fluctuations statistiques des données sont simulées en utilisant une dispersion gaussienne dont on choisit l'écart type : les données $^3\text{He}/^4\text{He}$ ont une dispersion de 10% et les deux jeux de données He ont respectivement des dispersions de 1% et 10% afin d'étudier l'effet d'une résolution sur le primaire égale ou meilleure que la résolution sur le rapport. Les valeurs des paramètres des deux modèles utilisés pour générer les données sont les deux lignes en *italique* de la table 4.4 et dénotés *modèle II* et *modèle III*. Ces deux modèles correspondent à des valeurs extrêmes d'indices du coefficient de diffusion δ mais sont toutefois compatibles avec les analyses B/C de [143] : pour le *modèle II* avec seulement de la réaccélération (pas de vent de convection, $V_c = 0$), δ est généralement compris entre 0.1 et 0.3. Pour le *modèle III* avec réaccélération et vent de convection, δ est généralement entre 0.6 et 0.8 [98, 117].

TABLE 4.4 – Analyse des données simulées (paramètres d’entrée en *italiques*). Chaque ligne correspond à une combinaison observables/paramètres et donne la valeur la plus probable de chaque paramètre ainsi que son intervalle de confiance à 68%. La dernière colonne donne la valeur du $\chi^2_{\text{best}}/\text{d.o.f.}$ du meilleur ajustement (correspondant aux courbes de la figure 4.10).

Option : données/params	η_T	$K_0 \times 10^2$	δ	V_c	V_a	α	η_S	$\chi^2_{\text{best}}/\text{d.o.f.}$
-	-	(kpc ² Myr ⁻¹)	-	(km s ⁻¹)	(km s ⁻¹)	-	-	-
<i>Modèle II</i>								
	<i>1</i>	<i>10.0</i>	<i>0.2</i>	<i>...</i>	<i>70</i>	<i>2.3</i>	<i>1</i>	<i>...</i>
1 : $^3\text{He}/^4\text{He}+\text{He}^{10\%}$	[1]	10.3 ^{+4%} _{-4%}	0.19 ^{+50%} _{-5%}	...	73 ^{+6%} _{-6%}	2.29 ^{+0.9%} _{-1.3%}	0.78 ^{+13.%} _{-17.%}	0.93
2 : $^3\text{He}/^4\text{He}+\text{He}^{1\%}$	[1]	10.2 ^{+2%} _{-4%}	0.192 ^{+3%} _{-2%}	...	73 ^{+3%} _{-4%}	2.29 ^{+0.3%} _{-0.3%}	0.88 ^{+3%} _{-6%}	1.08
2' : 2 + src=vrai	[1]	9.7 ^{+3%} _{-3%}	0.20 ^{+3%} _{-4%}	...	68 ^{+4%} _{-3%}	[2.3]	[1]	0.97
3 : $^3\text{He}/^4\text{He}$	[1]	11.5 ^{+13%} _{-23%}	0.19 ^{+21%} _{-16%}	...	39 ^{+68%} _{-53%}	2.7 ^{+150%} _{-85%}	1.5 ^{+300%} _{-100%}	0.87
3' : 3 + src=vrai	[1]	10 ^{+3%} _{-4%}	0.196 ^{+5%} _{-7%}	...	69.6 ^{+6%} _{-7%}	[2.3]	[1]	0.88
4 : $^3\text{He}/^4\text{He}$ + src=prior	[1]	9.0 ^{+11%} _{-11%}	0.2 ^{+15%} _{-10%}	...	73.3 ^{+6%} _{-8%}	[1.8, 2.5]	[-2, +2]	1.08
<i>Modèle III</i>								
	<i>1.5</i>	<i>0.75</i>	<i>0.7</i>	<i>18</i>	<i>41</i>	<i>2.3</i>	<i>1</i>	<i>...</i>
1 : $^3\text{He}/^4\text{He}+\text{He}^{10\%}$	1.7 ^{+40%} _{-13%}	1.5 ^{+40%} _{-47%}	0.5 ^{+33%} _{-8%}	18 ^{+17%} _{-10%}	54 ^{+18%} _{-9%}	2.29 ^{+0.9%} _{-1.7%}	1 ^{+7%} _{-36%}	1.43
2 : $^3\text{He}/^4\text{He}+\text{He}^{1\%}$	1.4 ^{+3%} _{-1%}	0.6 ^{+10%} _{-10%}	0.73 ^{+0.8%} _{-4%}	19.7 ^{+3.6%} _{-4.1%}	37.1 ^{+9.2%} _{-1.3%}	2.334 ^{+0.3%} _{-1.1%}	0.98 ^{+4.1%} _{-2.0%}	1.00
2' : 2 + src=vrai	1.48 ^{+0.7%} _{-0.7%}	0.7 ^{+4.3%} _{-5.7%}	0.71 ^{+1.4%} _{-1.4%}	18.3 ^{+1.6%} _{-3.3%}	40.7 ^{+2.7%} _{-2.2%}	[2.3]	[1]	1.01
3 : $^3\text{He}/^4\text{He}$	1.47 ^{+8.8%} _{-12.%}	0.92 ^{+89.%} _{-48.%}	0.57 ^{+21.%} _{-14.%}	20.5 ^{+18.%} _{-14.%}	58 ^{+22%} _{-15%}	0.1 ^{+700%} _{-90%}	-2.2 ^{+50.%} _{-36.%}	0.83
3' : 3 + src=vrai	1.34 ^{+29%} _{-1%}	0.5 ^{+140%} _{-60%}	0.68 ^{+24%} _{-22%}	18.1 ^{+6%} _{-3%}	45 ^{+14%} _{-28%}	[2.3]	[1]	0.89
4 : $^3\text{He}/^4\text{He}$ + src=prior	1.38 ^{+13.%} _{-16.%}	0.4 ^{+130%} _{-60%}	0.65 ^{+29%} _{-2%}	20.3 ^{+13%} _{-4%}	42 ^{+15%} _{-25%}	[1.8, 2.5]	[-2, +2]	0.96

4.4.2 Les différentes stratégies d'analyse

En pratique, afin de tester l'impact de la reconstruction des paramètres de transport (η_T , K_0 , δ , V_a et V_c) et/ou les paramètres sources (α et η_S), les combinaisons (observables | paramètres) suivantes ont été étudiées.

Observables $^3\text{He}/^4\text{He} + \text{He}$

Option 1 ($\sigma_{\text{He}} = 10\%$) : *transport + source*.

Cette combinaison permet de se placer dans la situation avant les résultats de PAMELA. Les incertitudes sur la mesure du rapport $^3\text{He}/^4\text{He}$ et du flux ^4He sont du même ordre de grandeur.

Option 2 ($\sigma_{\text{He}} = 1\%$) : *transport + source*.

Cette option représente la situation actuelle en terme de précision des mesures. Les paramètres de transport et sources sont laissés libres.

Option 2' ($\sigma_{\text{He}} = 1\%$) : *transport* (source = vraie valeur).

Dans cette situation, on cherche à savoir si le flux primaire ^4He bien mesuré $\sigma_{\text{He}} = 1\%$ possède suffisamment d'informations pour retrouver les paramètres de transport (dans l'hypothèse où les paramètres sources sont fixés à leur valeur exacte).

Observables $^3\text{He}/^4\text{He}$ seulement L'idée générale des tests d'ajustements qui n'utilisent que le rapport secondaire sur primaire $^3\text{He}/^4\text{He}$ est de voir à quel point les paramètres sources sont nécessaires pour retrouver les paramètres de transport. On utilise donc 3 cas où la quantité d'information sur les sources est différente.

Option 3 : *transport + source*. On veut savoir si le rapport secondaire sur primaire seul est suffisant pour contraindre tous les paramètres. Si c'est le cas, cela permet une première estimation des paramètres sans utiliser les flux.

Option 3' : *transport* (source = vraie valeur). Cas idéal où l'on connaît les paramètres source. Ceci permet de voir si les rapports secondaire sur primaire contiennent suffisamment d'information pour retrouver les paramètres de transport.

Option 4 : *transport* (source = prior faible). Puisque l'option 3' est seulement un cas idéal, cette option est la seule alternative à l'option 3 si on ne veut utiliser que le rapport. Dans le cas où l'option 3 échoue on sera contraint d'apporter de l'information sur les sources à l'aide d'un prior. Ici l'utilisation du prior consiste à restreindre la pente source α entre 1.8 et 2.5 et η_S entre -2 et 2.

4.4.3 Résultats

Dans un premier temps le MCMC nous permet d'avoir accès aux paramètres de meilleur ajustement. Le rapport $^3\text{He}/^4\text{He}$ et le flux ^4He simulés avec le modèle II sont représentés à la figure 4.10 (les paramètres d'entrée utilisés pour simuler ces données sont indiqués en italique dans la table 4.4). Les données simulées à partir de ce modèle sont indiquées par des symboles plus. On constate que lorsque les données $^3\text{He}/^4\text{He}$ et ^4He sont utilisées pour l'ajustement (options 1 et 2) le flux ^4He est parfaitement retrouvé et le rapport $^3\text{He}/^4\text{He}$ est très bien retrouvé. Lorsque l'ajustement n'utilise que les données $^3\text{He}/^4\text{He}$ (options 3), on constate, sur la figure 4.10, que le flux ^4He n'est pas retrouvé. En se référant à la table 4.4, quatrième ligne, section modèle II, on constate que les paramètres source ne sont effectivement pas retrouvés. Ceci n'empêche pas de retrouver le rapport secondaire sur primaire et on peut en conclure que les paramètres sources jouent donc un faible rôle sur le rapport secondaire sur primaire. On constate dans la table 4.4, sans grande surprise, que dans le cas de ces données simulées, les $\chi^2/\text{d.o.f}$ sont toujours proche de 1.

4.4 Analyse des données simulées

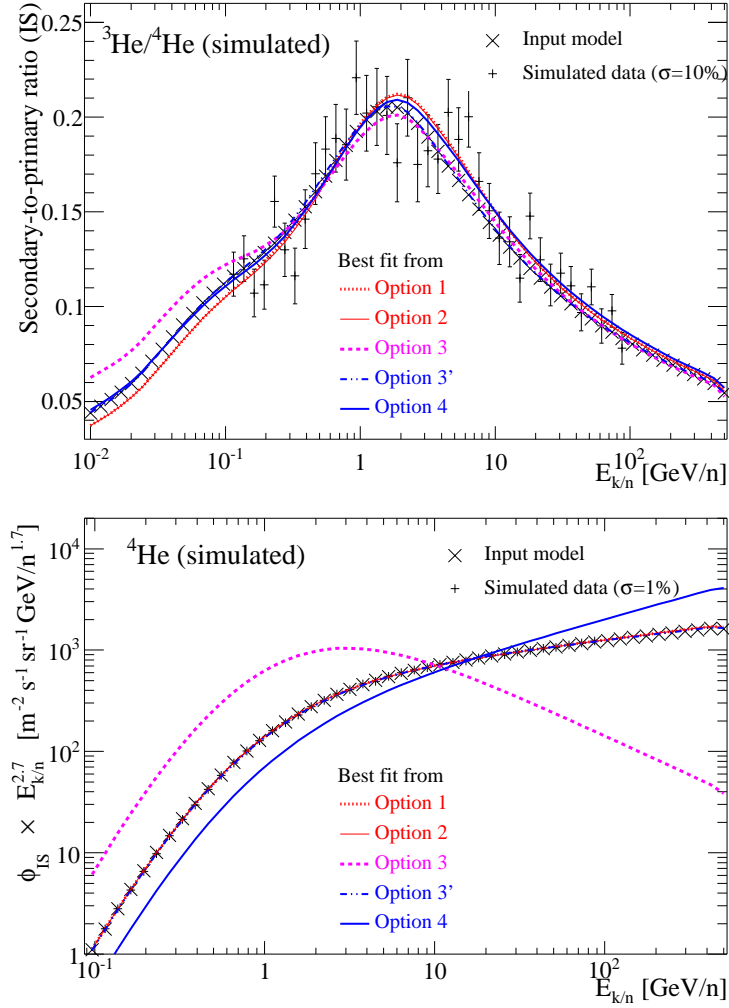


FIGURE 4.9 – Analyse des données simulée du rapport ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ (en haut), du flux ${}^3\text{He}$ multiplié par $E_{k/n}^{2.7}$ (en bas) en utilisant le modèle II (symboles \times). Les différentes courbes de meilleur ajustement correspondent aux différentes options données dans la section 4.4.2 et les valeurs des paramètres correspondants sont données dans la table 4.4. Figures issues de [51].

Mais l'analyse MCMC nous permet d'aller plus loin car elle nous donne accès aux fonctions densité de probabilité des paramètres et aux intervalles de confiance (indiqués dans la table 4.4). La figure 4.11 représente la distribution de probabilité de chaque paramètre du modèle (transport : K_0, δ, V_a , source : α, η_S) et les différentes courbes d'un même encart représentent les distributions obtenues pour chaque combinaison (observable|paramètres) utilisée pour l'ajustement. Dans cette analyse idéale, on constate que les combinaisons où les paramètres sont les mieux reconstruits sont celles qui utilisent le rapport secondaire sur primaire et le flux de primaire pour l'ajustement (option 1 et 2).

4.4.3.1 Étude du biais lié au choix du modèle

Un autre test intéressant consiste à étudier les conséquences de l'ajustement d'un modèle ne correspondant pas à la réalité. Pour cela on peut analyser les données simulées du modèle III avec les

paramètres du modèle II et vice-versa. Les résultats sont présentés dans la table 4.5. Si on force $V_c = 0$ (tandis que $V_c^{true} = 18 \text{ km s}^{-1}$) alors l'indice du coefficient de diffusion prend systématiquement une petite valeur $\delta \sim 0.2$ (alors que $\delta^{true} \sim 0.7$) tandis que la vitesse d'Alfven prend une plus grande valeur $V_a \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ (alors que $V_a^{true} \sim 41 \text{ km s}^{-1}$). Les hautes valeurs du χ^2/ndf permettent facilement de favoriser l'ajustement avec le bon modèle (modèle III). Dans le deuxième test on échange les modèles (on simule avec II et on analyse avec III). Cela revient à ajouter les paramètres libres V_c et η_T alors qu'ils sont fixés ($V_c^{true} = 0$ et $\eta_T = 1.5$). Dans ce cas, on retrouve bien les valeurs $\delta \sim 0.2$ et $V_a^{true} \sim 70 \text{ km s}^{-1}$ mais les valeurs des autres paramètres sont plus dispersées. Ce dernier exemple nous montre que si le vent de convection est absent de la Galaxie, l'ajout de ce paramètres ne modifie pas les conclusions puisque ses valeurs sont compatibles avec 0. Cependant, en présence de données réelles la situation se complique puisque la présence de systématiques détériore les $\chi^2/\text{d.o.f}$ de tous les modèles et peut même rajouter de la multimodalité.

TABLE 4.5 – Analyse des données simulées (paramètres d’entrée en *italiques*). Chaque ligne correspond à une combinaison observables/paramètres et donne la valeur la plus probable de chaque paramètre ainsi que son intervalle de confiance à 68%. La dernière colonne donne la valeur du $\chi^2/\text{d.o.f.}$ du meilleur ajustement (correspondant aux courbes de la figure 4.10). On s’intéresse ici au cas où l’on ajuste les données avec le mauvais modèle.

Option : données/params	η_T	$K_0 \times 10^2$	δ	V_c	V_a	α	η_S	$\chi^2_{\text{best}}/\text{d.o.f.}$
-	-	(kpc ² Myr ⁻¹)	-	(km s ⁻¹)	(km s ⁻¹)	-	-	-
<i>Modèle III : analyse avec Modèle II</i>								
	<i>1.5</i>	<i>0.75</i>	<i>0.7</i>	<i>18</i>	<i>41</i>	<i>2.3</i>	<i>1</i>	...
1 : ³ He/ ⁴ He+He ^{10%}	[1]	13.8 ^{+3.6%} _{-5.1%}	0.21 ^{+4.8%} _{-4.8%}	...	126 ^{+4.8%} _{-4.0%}	2.3 ^{+0.9%} _{-1.7%}	0.24 ^{+42.%} _{-29.%}	4.0
2 : ³ He/ ⁴ He+He ^{1%}	[1]	11.4 ^{+3.5%} _{-1.8%}	0.263 ^{+3.8%} _{-3.8%}	...	85 ^{+2.4%} _{-3.5%}	2.4 ^{+0.4%} _{-0.4%}	1.19 ^{+1.7%} _{-3.4%}	18
4 : ³ He/ ⁴ He + src=prior	[1]	20.7 ^{+20.%} _{-8.2%}	0.089 ^{+31.%} _{-18.%}	...	107 ^{+5.6%} _{-12.%}	[1.8, 2.5]	[-2, +2]	2.1
<i>Modèle II : analyse avec le Modèle III</i>								
	<i>1</i>	<i>10.0</i>	<i>0.2</i>	<i>0</i>	<i>70</i>	<i>2.3</i>	<i>1</i>	...
1 : ³ He/ ⁴ He+He ^{10%}	1.37 ^{+5.1%} _{-4.4%}	4.0 ^{+65%} _{-45%}	0.29 ^{+24%} _{-21%}	17.2 ^{+9.3%} _{-41%}	73.5 ^{+7.2%} _{-17%}	2.21 ^{+1.8%} _{-0.5%}	0.80 ^{+12%} _{-29%}	0.97
2 : ³ He/ ⁴ He+He ^{1%}	0.87 ^{+9.2%} _{-5.7%}	7.4 ^{+19%} _{-27%}	0.25 ^{+20%} _{-8.0%}	8.6 ^{+62%} _{-50%}	76.3 ^{+3.5%} _{-4.8%}	2.23 ^{+0.4%} _{-0.4%}	0.68 ^{+7.4%} _{-10%}	1.1
4 : ³ He/ ⁴ He + src=prior	0.43 ^{+193%} _{-107%}	4.9 ^{+49%} _{-73%}	0.24 ^{+50%} _{-21%}	18.4 ^{+12%} _{-59%}	69.9 ^{+12%} _{-18%}	[1.8, 2.5]	[-2, +2]	1.05

4.4.3.2 Contraintes apportées par les primaires sur les paramètres de transport

Les contraintes données par l'ajustement des observables ($^3\text{He}/^4\text{He} + \text{He}$) sont meilleures que celles données par le $^3\text{He}/^4\text{He}$ seul (respectivement les courbes bleue et rouge de la figure 4.11). Ceci est principalement dû à la forte corrélation entre paramètres sources et paramètres de transport qui ne peut pas être levée avec seulement le rapport. Cependant, cela n'explique pas tout, car même lorsque les paramètres sources sont fixés à leurs vraies valeurs, l'ajustement du rapport seul donne toujours de moins bonnes contraintes sur les paramètres de transport que l'ajustement combiné avec tous les paramètres libres. Cela prouve donc bien que le flux de primaire contient aussi une quantité d'informations non négligeable sur les paramètres de transport.

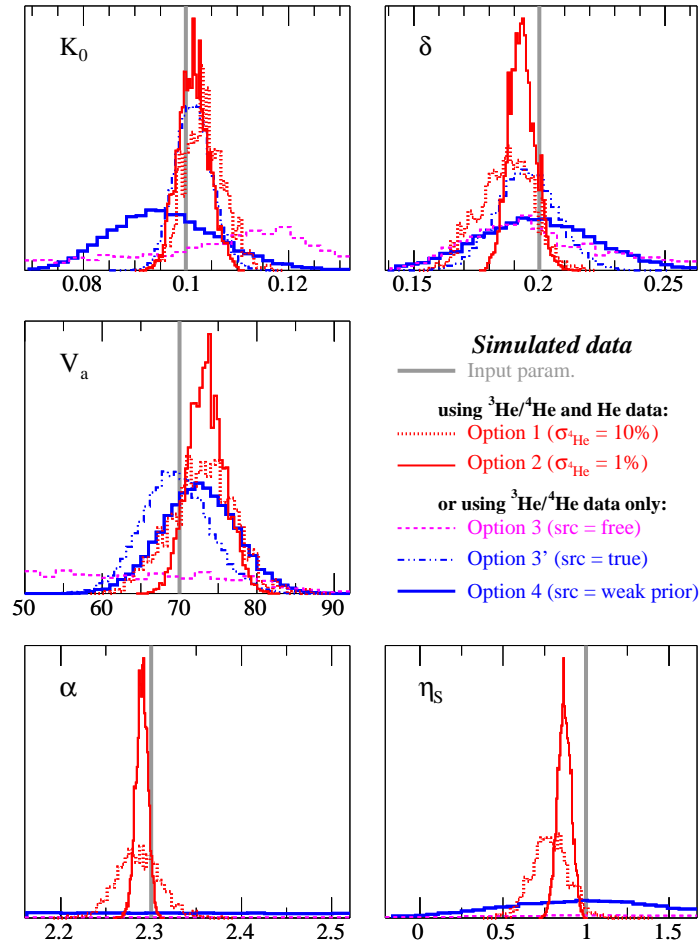


FIGURE 4.10 – Distribution des densités de probabilité des paramètres sources et de transport des données simulées avec le *modèle II*. (Les valeurs des paramètres utilisés pour générer les données sont indiquées par les ligne verticale grises. Les codes de couleurs sont les mêmes que ceux décrits dans la section 4.4.2). Figures issues de [51].

4.4.3.3 Limite de l'ajustement secondaire sur primaire + primaire

Dans le cas du modèle II, mais surtout pour le modèle III qui a plus de paramètres libres, il arrive que les distributions des probabilités des paramètres soient multimodales. Un exemple de multimoda-

4.5 Analyse des données réelles

lité est l'analyse avec le modèle II ($V_a = 0$) des données simulées avec le modèle III car le minimum trouvé correspond à un minimum local du modèle III. Dans le cas idéal des données simulées, cela n'a que peu d'importance puisque le minimum local est statistiquement insignifiant. Cependant ce n'est pas le cas pour des données réelles qui peuvent souffrir d'erreurs systématiques ou d'une erreur sur le paramètre de modulation solaire. Dans ce cas, le minimum local peut devenir le minimum de plus haute signification. Outre leur sensibilité à la modulation solaire, les flux sont aussi généralement plus sujets aux systématiques que les rapports malgré une meilleure précision statistique². Pour ces raisons et bien que moins performante, l'analyse du rapport seul permet des résultats plus robustes et plus conservatifs.

4.4.4 Recommandation pour l'analyse des données réelles

Comme nous venons de le voir, l'approche la plus robuste pour contraindre les paramètres de transport est d'utiliser uniquement l'observable du rapport secondaire sur primaire et de laisser les paramètres sources libres mais sur lesquels on place un prior peu contraignant (option 4). Ceci permet de ne pas faire d'hypothèses trop fortes sur les paramètres sources et cela permet aussi de prendre en compte les corrélations entre paramètres de transport et sources (contrairement au cas où les paramètres sources sont fixés à une valeur arbitraire). Cependant, pour obtenir des contraintes sur les paramètres sources, la seule possibilité est de rajouter le flux de primaire dans les observables. De plus, nous avons vu que si les données ne souffrent pas de systématiques, le flux de primaire apporte aussi de l'information sur les paramètres de transport et peut, en principe, améliorer les contraintes. En conséquence la stratégie utilisée est de comparer les contraintes sur les paramètres de transport donnés par le rapport seul avec un prior sur les sources avec les contraintes du flux combiné. Suivant leur consistance, les conclusions sont les suivantes :

- **inconsistant** : les valeurs obtenues sur les paramètres sources sont potentiellement biaisées et les conclusions peu fiables.
- **consistant** : le modèle de propagation peut être le bon et les paramètres sources sont les plus probables pour ce modèle. Cependant les intervalles de confiance sur les paramètres de transport sont très probablement sous-estimés si les barres d'erreurs sur le rapport sont bien plus grandes que celles du flux primaire.

4.5 Analyse des données réelles

4.5.1 Compilation des données

Avant de donner les résultats finaux de l'analyse, passons en revue les différentes données disponibles pour l'analyse et voyons la meilleure façon de les utiliser. La qualité des contraintes dépend directement du nombre et de la qualité des mesures des flux et des rapports. Il est donc préférable de prendre en compte l'intégralité des données disponibles. Il est intéressant de noter que les données du quartet les plus récentes n'ont pas été utilisées pour les études secondaire sur primaire. C'est notamment le cas des données $^2\text{H}/^4\text{He}$: IMAX92 [59] et AMS-01 [10] et des données $^3\text{He}/^4\text{He}$: IMAX92 [119], SMILI-II [13], AMS-01 [174], BESS98 [127] et CAPRICE98 [124]. La compilation des mesures des flux et des rapports du quartet est donnée dans la table 4.6. Ces flux/rapports sont présentés sur les figures 4.12 et 4.13 avec les meilleurs ajustements de ces flux/rapports et leurs enveloppes à 95% de confiance obtenus à l'issue de l'analyse (cf. section 4.6). Pour une meilleure

2. Il serait intéressant de pousser plus loin cette étude. Malheureusement, il est difficile de simuler des erreurs systématiques réalistes.

TABLE 4.6 – Références pour les mesures du quartet.

Exp.	données	Année	ϕ (MV)	Ref.	Commentaire
— ^2H —					
MASS89	9	1989	1200	[169]	Voyager à 23 AU
Voyager87	7	1987	360	[149]	
Balloon90	1	1990	1200	[40]	
Voyager94	4	1994	150	[148]	Voyager à 56 AU
CAPRICE94	14	1994	600	[39]	Soustraction de ^1H à H à partir de Tab 3.
IMAX92	8	1992	550	[59]	
AMS-01	10	1998	600	[22]	
BESS93	5	1993	700	[166]	
CAPRICE98	5	1998	700	[133]	
— ^3He —					
MASS89	5	1989	1200	[169]	Voyager à 23 AU
Voyager87	7	1987	360	[149]	
Voyager94	4	1994	150	[148]	
IMAX92	24	1992	750	[119]	Voyager à 56 AU
BESS93	7	1993	700	[166]	Tiré de Fig. 2
BESS94	5	1994	630	[127]	
BESS95	6	1995	550	[127]	
BESS97	7	1997	491	[127]	
BESS98	7	1998	700	[127]	
AMS-01	5	1998	600	[10]	Tiré de Fig. 2
— $^2\text{H}/^4\text{He}$ —					
IMP3+4+5	1	65+67+69	650	[95]	Non utilisé pour l'analyse
Balloon73	1	1973	650	[24]	
IMP7+Pioneer10	3	72+73	540	[158]	
Balloon77+Voyager	14	1977	400	[172]	
IMP8	1	1977	400	[28]	
ISEE3	1	78-84	740	[106]	
Balloon84	1	1974	650	[67]	
MASS89	9	1989	1200	[169]	
Balloon90	1	1990	1200	[40]	
IMAX92	8	1992	550	[59]	
AMS-01	4	1998	600	[10]	
— $^3\text{He}/^4\text{He}$ —					
Balloon72	2	1972	400	[170]	Ré-analysé par [168]
IMP7+Pioneer10	2	72+73	540	[158]	Ré-analysé par [168]
Balloon73	2	1973	500	[111]	
Balloon77+Voyager	3	1977	400	[172]	
Balloon81	1	1981	440	[99]	
ISEE3	2	78-84	740	[106]	
ISEE3(HIST)	1	78	500	[120]	Non utilisé pour l'analyse, cf [168]
MASS89	5	1989	1200	[169]	
SMILI-I	12	1989	1200	[29]	Voyager à 23 AU
Voyager87	1	1987	360	[149]	
Balloon89	1	1989	1400	[87]	
IMAX92	21	1992	750	[119]	
SMILI-II	10	1991	1200	[13]	
BESS98	7	1998	700	[127]	Remplace les données de [174]
CAPRICE98	1	1998	700	[124]	
AMS-01	5	1998	600	[10]	

4.5 Analyse des données réelles

visibilité, les flux sont multipliés par $E_{k/n}^{3.1}$. À propos des données ^2H , les données CAPRICE94, qui ont la plus grande gamme en énergie, ne sont pas fournies par leur collaboration mais déduites de leur flux de protons et d'hydrogène par soustraction. Pour les données hélium, nous n'utiliserons que les points de données mesurés par l'expérience PAMELA [9] car leur précision surpasse celle de toutes les autres mesures entre 1 et 1000 GeV/n.

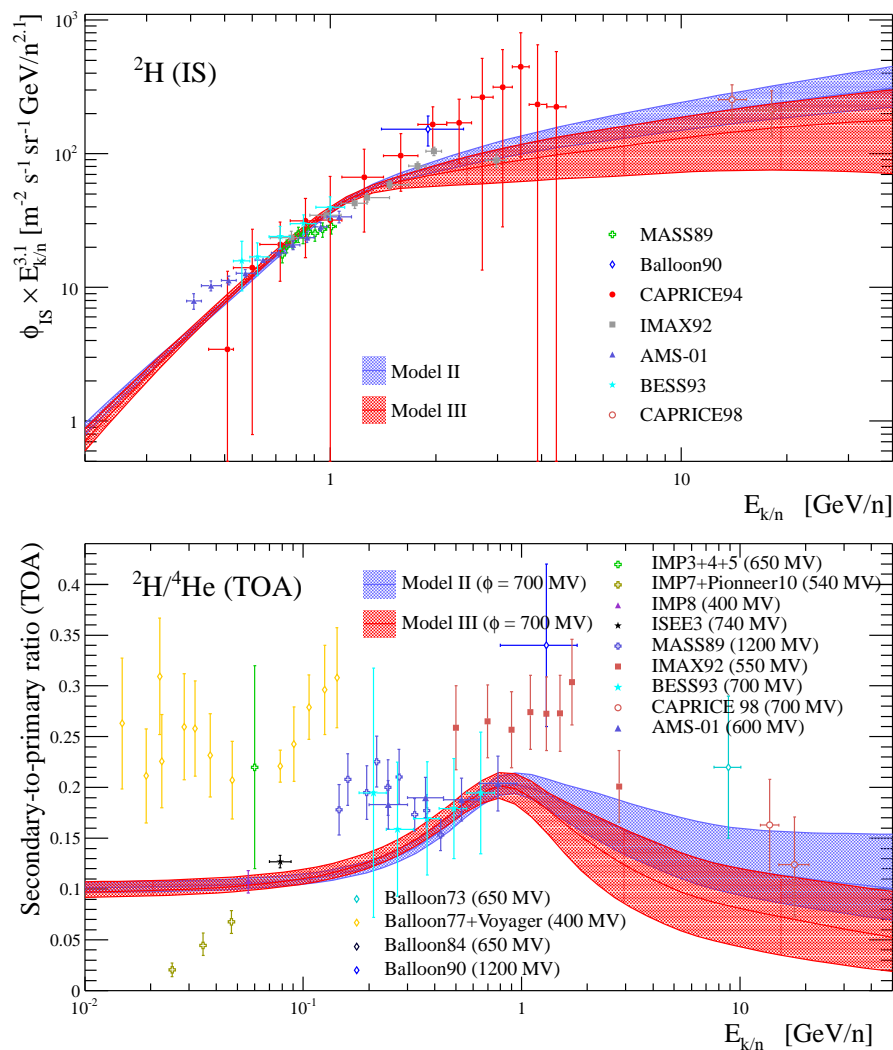


FIGURE 4.11 – En haut : enveloppes à 95% du flux de ^2H multiplié par $E_{k/n}^{3.1}$. En bas : rapport secondaire sur primaire $^2\text{H}/^4\text{He}$. Les enveloppes pleines correspondent aux analyses (rapport + flux primaire) pour les modèles II (bleu) et III (rouge). Les références des différentes mesures ainsi que la valeur de la modulation solaire sont indiquées dans la table 4.6.

Les flux et les rapports sont mesurés à des périodes différentes, qui correspondent à des niveaux de modulation solaire différents. Alors que les mesures des rapports d'abondance dépendent peu de la modulation solaire, les flux peuvent être affectés jusqu'à quelques GeV/nucl. Pour pouvoir comparer les flux mesurés dans le système solaire avec les flux galactiques prédits par USINE, on simule l'effet de la modulation solaire sur ces derniers. Sous l'approximation de modulation solaire *Force-Field* [80] utilisée ici, tout se passe comme si les particules entrant dans le système solaire étaient modulées par

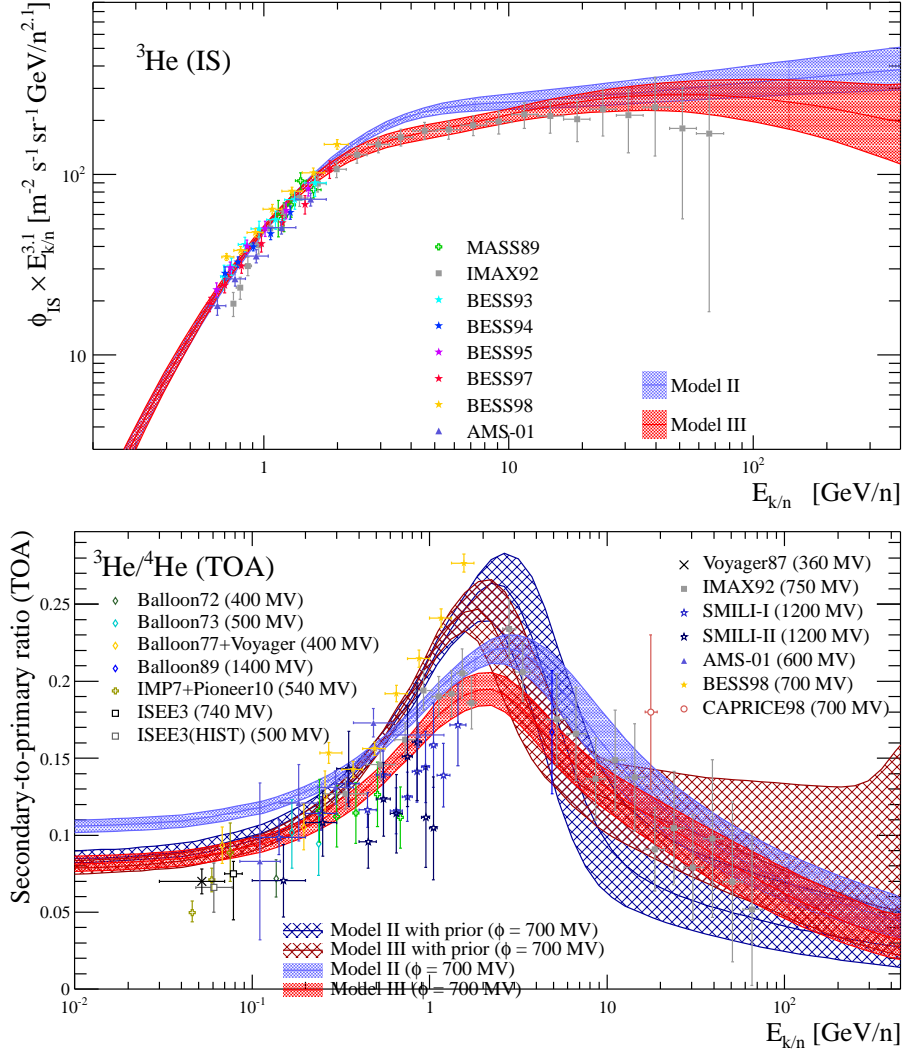


FIGURE 4.12 – En haut : enveloppes à 95% du flux de ${}^3\text{He}$ multiplié par $E_{k/n}^{3.1}$. En bas : rapport secondaire sur primaire ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$. Les enveloppes pleines correspondent aux analyses (rapport + flux primaire) pour les modèles II (bleu) et III (rouge). Les enveloppes hachurées correspondent aux analyses ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ (prior sur les paramètres sources). Les références des différentes mesures ainsi que la valeur de la modulation solaire sont indiquées dans la table 4.6.

un champ électrique radial de potentiel ϕ qui modifie l'énergie de la particule : $E_{\text{Earth}} = E_{\infty} + |Z|e\phi$ où E_{Earth} représente l'énergie de la particule au voisinage de la Terre et E_{∞} l'énergie hors du champ. Le potentiel effectif ϕ à un point \vec{r} ne dépend que du vent de convection V et du coefficient de diffusion K et il s'écrit :

$$\phi = \int_{\vec{r}}^{\vec{r}_b} \frac{V(x)}{3K} dx.$$

La relation liant les flux hors du système solaire J_{∞} et sur Terre J_{Earth} ne dépend que son énergie dans le système solaire et au voisinage de la Terre :

$$J_{\infty}(E_{\infty}) = J_{\text{Earth}}(E_{\text{Earth}}) \frac{E_{\text{Earth}}^2 - E_0^2}{E_{\infty}^2 - E_0^2},$$

4.5 Analyse des données réelles

où $E_0 = mc^2$ est l'énergie au repos de la particule. L'avantage de l'approximation du *Force-Field* réside dans la simplicité de son expression qui permet de moduler les flux prédits rapidement. Puisque l'algorithme MCMC compare les données et les flux calculés un grand nombre de fois (pour chaque point de l'espace des paramètres), il est crucial de pouvoir moduler les flux rapidement.

4.5.2 Présentation des contraintes issues des données réelles

TABLE 4.7 – Analyse MCMC du modèle III ($V_c \neq 0$) avec $L = 4$ kpc : valeur la plus probable et intervalle de confiance à 68 % pour l'analyse de différentes combinaisons de ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ et les données He de PAMELA (ainsi que 3 combinaisons avec ${}^2\text{H}$). La dernière colonne donne le $\chi^2/\text{d.o.f.}$ du modèle de meilleur ajustement.

Données	$K_0 \times 10^2$ ($\text{kpc}^2 \text{ Myr}^{-1}$)	δ -	V_c (km s^{-1})	V_a (km s^{-1})	α -	η_S -	$\chi^2_{\text{best}}/\text{d.o.f.}$ -
Données réelles							
${}^3\text{He}/{}^4\text{He} + \text{He}$	$0.5^{+10\%}_{-12\%}$	$0.79^{+6\%}_{-5\%}$	$17.3^{+1.7\%}_{-2.5\%}$	$39.5^{+6\%}_{-7\%}$	$2.26^{+1.8\%}_{-2.7\%}$	$0.07^{+59\%}_{-74\%}$	4.8
${}^3\text{He}/{}^4\text{He} + \text{He}^\ddagger$	$1.1^{+27\%}_{-27\%}$	$0.54^{+6\%}_{-7\%}$	$28^{+4\%}_{-4\%}$	$54^{+6\%}_{-9\%}$	$2.49^{+0.4\%}_{-0.8\%}$	$-1.97^{+10\%}_{-1\%}$	2.1
${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	$0.5^{+84\%}_{-50\%}$	$0.67^{+6\%}_{-15\%}$	$27.4^{+3\%}_{-5\%}$	$41^{+34\%}_{-19\%}$	[1.8, 2.5]	[-2, +2]	2.9
${}^3\text{He}/{}^4\text{He} + {}^3\text{He}$	$1.2^{+58\%}_{-8\%}$	$0.56^{+11\%}_{-9\%}$	$24^{+5\%}_{-3\%}$	$68^{+7\%}_{-16\%}$	$2.23^{+3\%}_{-3\%}$	$-0.48^{+33\%}_{-52\%}$	1.8
${}^3\text{He}/{}^4\text{He} + {}^3\text{He}^\P$	$2.82^{+35\%}_{-50\%}$	$0.39^{+26\%}_{-5\%}$	$24^{+6\%}_{-9\%}$	$85^{+7\%}_{-22\%}$	$2.17^{+2\%}_{-5\%}$	$-0.82^{+18\%}_{-34\%}$	1.9
${}^3\text{He}/{}^4\text{He} + {}^3\text{He} + \text{He}$	$0.76^{+10\%}_{-9\%}$	$0.79^{+4\%}_{-3\%}$	$19.6^{+1\%}_{-3\%}$	$48^{+4\%}_{-5\%}$	$2.22^{+0.9\%}_{-1.8\%}$	$0.02^{+170\%}_{-160\%}$	3.3
${}^3\text{He}/{}^4\text{He} + {}^3\text{He}^\P + \text{He}$	$0.8^{+10\%}_{-9\%}$	$0.77^{+5\%}_{-3\%}$	$19^{+2\%}_{-3\%}$	$48^{+5.0\%}_{-4\%}$	$2.21^{+1\%}_{-1\%}$	$0.04^{+70\%}_{-60\%}$	3.4
${}^2\text{H}/{}^4\text{He} + {}^2\text{H}$	$15^{+13\%}_{-33\%}$	$0.03^{+100\%}_{-21\%}$	$3^{+500\%}_{-70\%}$	$34^{+52\%}_{-28\%}$	$2.38^{+5\%}_{-4\%}$	$-1.15^{+17\%}_{-35\%}$	6.8
${}^2\text{H}/{}^4\text{He} + {}^2\text{H} + \text{He}$	$0.53^{+17\%}_{-15\%}$	$0.6^{+8\%}_{-7\%}$	$14.6^{+3\%}_{-3\%}$	$26.3^{+8\%}_{-11\%}$	$2.47^{+1\%}_{-2\%}$	$0.47^{+13\%}_{-21\%}$	6.4
${}^2\text{H}/{}^4\text{He} + {}^2\text{H} + \text{He}^\ddagger$	$6.5^{+55\%}_{-45\%}$	$0.04^{+125\%}_{-125\%}$	$26^{+8\%}_{-27\%}$	$24^{+39\%}_{-46\%}$	$2.74^{+11\%}_{-11\%}$	$0.38^{+47\%}_{-39\%}$	4.9
Données simulées							
2 : ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} + \text{He}^{1\%}$	$0.62^{+10\%}_{-10\%}$	$0.72^{+1\%}_{-4\%}$	$19.7^{+4\%}_{-4\%}$	$37^{+9\%}_{-1\%}$	$2.334^{+0.3\%}_{-1.1\%}$	$0.98^{+4\%}_{-2\%}$	1.00
4 : ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} + \text{src=prior}$	$0.37^{+130\%}_{-60\%}$	$0.65^{+29\%}_{-1.7\%}$	$20.3^{+13\%}_{-4\%}$	$42.2^{+15\%}_{-25\%}$	[1.8, 2.5]	[-2, +2]	0.96

Les intervalles entre crochets correspondent au prior utilisé.

¶ inclut les données AMS-01 de l'analyse [10].

‡ exclut les données PAMELA en-dessous de 5 GeV/n et au-delà de 183 GeV/n.

Les contraintes des paramètres obtenues à partir des données du quartets dans le cadre du modèle III sont présentées dans la première partie de la table 4.7 tandis que la deuxième partie rappelle quelques résultats importants issus des données simulées et déjà présentés dans la table 4.4. On utilisera ces résultats dans la prochaine section pour effectuer quelques comparaisons entre les résultats issus des données réelles et simulées. Chaque ligne de la table 4.7 présente une combinaison de l'ajustement des données. La partie du tableau concernant les données réelles est subdivisée en trois catégorie :

- La première présente les résultats utilisant les données hélium 3 (flux et rapport), obtenus avec deux options différentes : l’ajustement combiné ($^3\text{He}/^4\text{He} + ^4\text{He}$) et l’ajustement du rapport $^3\text{He}/^4\text{He}$ seul. La deuxième ligne du tableau correspond à un ajustement combiné où les données He utilisées sont un sous-échantillon des données PAMELA. Les points de haute énergie ont été supprimés car leur déviation par rapport à la loi de puissance n’est pas décrite par la forme du spectre choisie (Cf. équation 3.2). La suppression des points de basse énergie est motivée par une modélisation certainement trop grossière de la modulation solaire avec le modèle de *Force-Field*.
- La deuxième considère des options qui n’ont pas été étudiées et qui utilisent, dans l’ajustement, le flux ^4He .
- Enfin, la dernière présente les résultats issus des différentes options qui utilisent les données deutérium (flux et rapport).

4.5.3 Comparaisons des différentes options d’ajustement

Effectuons quelques comparaisons entre les ajustements utilisant des options différentes. On comparera aussi les résultats issus des données réelles et des données simulées. Les résultats issus des données simulées sont issus de la table 4.4 mais ceux que nous allons utiliser pour la comparaison sont rappelés à la fin de la table 4.7.

- Ajustement combiné $^3\text{He}/^4\text{He} + ^4\text{He}$: on compare ici la première ligne du tableau avec l’option 2 des données simulées (première ligne de la section donnée simulée du tableau). Cette option possède des données He simulées avec une dispersion de 1 % qui correspond bien aux incertitudes des données He de PAMELA. Les valeurs des paramètres et les intervalles de confiances obtenus à partir des données réelles et simulées sont similaires.
- Rapport secondaire sur primaire seul : la troisième ligne du tableau est à comparer avec des résultats issus des données simulées utilisant l’option 4. Une fois encore, on constate que les valeurs des paramètres et les intervalles de confiances sont similaires.

Cette similarité obtenue pour les deux options d’ajustement entre les résultats obtenus avec les données réelles et simulées valide le choix des paramètres d’entrée utilisés pour simuler les données (qui sont indiqués en italique dans la table 4.4). Les conclusions tirées de l’analyse des données simulées s’appliquent donc bien à l’analyse des données réelles.

Comparons maintenant les différents options d’ajustement des données réelles.

- $^3\text{He}/^4\text{He}$ vs. $^4\text{He} + \text{He}$: comme constaté à l’aide des données simulées, l’ajustement du rapport secondaire sur primaire seul (troisième ligne) contraint plus faiblement la valeur des paramètres que les ajustements combinés (première et deuxième ligne).
- Sous-échantillon des données PAMELA : la réduction des données PAMELA apporte une nette amélioration du χ^2/ndf qui passe de 4.8 à 2.1 et qui confirme l’incompatibilité des points de données à trop haute et trop basse énergie avec le modèle.
- $^2\text{H}/^4\text{He}$ vs $^3\text{He}/^4\text{He}$: les mesures du rapport $^2\text{H}/^4\text{He}$ sont tellement inconsistantes entre elles que la contrainte des paramètres avec uniquement ce rapport est impossible (les chaînes du MCMC ne convergent pas) et il faut au moins rajouter le flux ^2H dans les observables (même si ses données

4.6 Conclusions et perspectives

ne sont pas non plus très consistantes). Bien que le MCMC fonctionne et donne des densités de probabilité, les résultats sont peu fiables. Les futures données des expériences BESS, PAMELA et surtout AMS-02 permettront d'éclaircir la situation. Pour le moment, nous sommes cependant contraints d'ajouter les données He dans les observables à contraindre bien que celles-ci dominent totalement l'ajustement et puissent souffrir de systématiques. De plus, réduire l'échantillon He n'est même pas possible ici, puisque les résultats obtenus sont incohérents (cf. dernière ligne de la section données réelles du tableau).

4.6 Conclusions et perspectives

Les résultats les plus importants sont résumés dans la table 4.8 qui présente les valeurs les plus probables des paramètres ainsi que leurs intervalles de confiance. Ils représentent les premières contraintes de ce type obtenues à partir des données du quartet. Les flux et rapports correspondants aux jeux de paramètres trouvés et leurs enveloppes sont présentés sur les figure 4.12 et 4.13.

- **hélium 3** : la contraintes de paramètres de transport et des paramètres sources (sur lesquels on place un prior) par ajustement du $^3\text{He}/^4\text{He}$ seul est la démarche la plus robuste et la plus conservative. L'analyse utilisant les données $^3\text{He}/^4\text{He} + \text{He}$ donne de meilleures contraintes mais est plus sensible aux systématiques, l'emploi du sous-échantillon des données PAMELA permet de limiter leur impact.
- **deutérium** : à cause de l'incompatibilité des données et de leur faible résolution la seule option disponible est d'ajuster les données $^2\text{H}/^4\text{He} + ^2\text{H} + \text{He}$ (échantillon complet) même si les résultats sont certainement biaisés.
- **B/C** : en utilisant la même approche (ajustement du rapport et du flux puis ajustement du rapport uniquement pour vérifier la consistance), les données B/C ont été ré-analysées par A. Putze et les résultats apparaissent aussi dans le tableau avec ses précédents résultats [117] obtenus pour des paramètres sources fixés. Alors que dans le cas du modèle III les paramètres obtenus par les deux analyses sont proches, ils diffèrent sensiblement dans le modèle II. Ceci montre effectivement qu'avec les mêmes observables mais des hypothèses différentes sur les paramètres sources on contraint différemment les paramètres de transport.

4.6.1 Spectre source

Contrairement à la démarche suivie par Putze et al.[143], cette analyse est effectuée dans un cadre plus général car les paramètres sources ne sont pas fixés. Dans la table 4.8, on remarque que les valeurs de la pente source α dans l'analyse B/C + C (HEAO) et l'analyse B/C de Putze et al. sont similaires à 5% près dans le modèle III. Les analyses concernant les données He utilisées ici et celles de l'analyse précédente (utilisant les données He de BESS98, BESS-TeV et/ou AMS-01) donnent aussi des résultats similaires. Cependant les résultats dépendent des expériences utilisées et de la gamme d'énergie considérée. Ceci indique que pour des données d'une résolution supérieure à 1%, le modèle nécessite des améliorations (modèle du spectre source, modulation solaire, systématiques) ou alors que les mesures sont sujettes à systématiques.

4.6.2 Universalité de la propagation

Du point de vue des paramètres de transport, notons que l'ajustement des trois secondaires (^2H , ^3He et B) donnent des valeurs similaires et ce pour les deux modèles. Ce résultat suggère l'universalité de la propagation pour toutes les espèces du rayonnement cosmique. Il est marquant de voir que les erreurs sur les contraintes obtenues sont du même ordre de grandeur que celles issues de l'ajustement du rapport B/C. Ceci nous permet de montrer pour la première fois, que le quartet est compétitif avec le rapport standard B/C.

TABLE 4.8 – Valeurs les plus probable et intervalles de confiance à 68 % pour les modèles les plus pertinents (cf. section. 4.6) dans le cadre des modèles II et III.

Données	$K_0 \times 10^2$ ($\text{kpc}^2 \text{Myr}^{-1}$)	δ -	V_c (km s^{-1})	V_a (km s^{-1})	α -	η_S -	$\chi^2_{\text{best}}/d.o.f.$ -
<i>Modèle II</i>							
$^3\text{He}/^4\text{He}$	$15.0^{+0.5}_{-0.5}$	$0.29^{+0.02}_{-0.03}$	-	116^{+11}_{-7}	[1.8, 2.5]	[-2, +2]	3.3
$^3\text{He}/^4\text{He} + ^3\text{He} + \text{He}^\ddagger$	$7.0^{+0.2}_{-0.3}$	$0.31^{+0.03}_{-0.02}$	-	74^{+4}_{-3}	$2.36^{+0.03}_{-0.01}$	$0.43^{+0.08}_{-0.05}$	4.6
$^2\text{H}/^4\text{He} + ^2\text{H} + \text{He}$	$14.8^{+0.5}_{-0.5}$	$0.08^{+0.03}_{-0.03}$	-	44^{+5}_{-8}	$2.66^{+0.03}_{-0.03}$	$0.70^{+0.05}_{-0.03}$	5.6
B/C [Putze et al., 2010]	$9.7^{+0.3}_{-0.2}$	$0.234^{+0.006}_{-0.005}$	-	73^{+2}_{-2}	$\alpha + \delta =$ 2.65	-1	4.7
B/C	$6.2^{+0.4}_{-0.3}$	$0.35^{+0.01}_{-0.01}$	-	80^{+2}_{-2}	[1.8, 2.5]	[-2, +2]	1.5
B/C + C (all)	$6.5^{+0.1}_{-0.1}$	$0.314^{+0.006}_{-0.006}$	-	57^{+2}_{-1}	$2.340^{+0.005}_{-0.008}$	$0.96^{+0.04}_{-0.04}$	13.9
B/C + C (HEAO)	$6.3^{+0.1}_{-0.1}$	$0.353^{+0.004}_{-0.004}$	-	78^{+1}_{-2}	$2.250^{+0.015}_{-0.006}$	$1.48^{+0.08}_{-0.12}$	2.8
<i>Modèle III</i>							
$^3\text{He}/^4\text{He}$	$0.5^{+0.4}_{-0.3}$	$0.67^{+0.04}_{-0.10}$	$27.4^{+0.9}_{-1.3}$	41^{+14}_{-8}	[1.8, 2.5]	[-2, +2]	2.9
$^3\text{He}/^4\text{He} + ^3\text{He} + \text{He}^\ddagger$	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$	$0.64^{+0.03}_{-0.05}$	$23.5^{+0.5}_{-1.0}$	54^{+5}_{-3}	$2.37^{+0.03}_{-0.03}$	$0.03^{+0.04}_{-0.04}$	1.6
$^2\text{H}/^4\text{He} + ^2\text{H} + \text{He}$	$3.2^{+0.8}_{-0.1}$	$0.50^{+0.08}_{-0.10}$	$27.1^{+2.5}_{-1.8}$	72^{+9}_{-16}	$2.41^{+0.12}_{-0.08}$	$0.39^{+0.07}_{-0.06}$	5.5
B/C [Putze et al., 2010]	$0.46^{+0.08}_{-0.06}$	$0.86^{+0.04}_{-0.04}$	$18.9^{+0.3}_{-0.4}$	38^{+2}_{-2}	$\alpha + \delta =$ 2.65	-1	1.5
B/C	$0.46^{+0.18}_{-0.10}$	$0.82^{+0.08}_{-0.05}$	$18.3^{+0.2}_{-0.3}$	40^{+5}_{-4}	[1.8, 2.5]	[-2, +2]	0.9
B/C + C (all)	$0.57^{+0.05}_{-0.03}$	$0.80^{+0.02}_{-0.01}$	$17.4^{+0.2}_{-0.3}$	36^{+1}_{-1}	$2.260^{+0.007}_{-0.009}$	$0.24^{+0.03}_{-0.05}$	5.2
B/C + C (HEAO)	$0.33^{+0.06}_{-0.10}$	$0.93^{+0.05}_{-0.07}$	$18.2^{+0.3}_{-0.2}$	35^{+4}_{-2}	$2.312^{+0.019}_{-0.008}$	$1.9^{+0.1}_{-0.2}$	2.0

‡ exclut les données He de PAMELA en-dessous de 5 GeV/n et au-delà de 183 GeV/n.

4.6.3 Valeur de la pente de diffusion : $\delta \sim 0.3$ Vs $\delta \sim 0.7$

La table 4.8 montre que dans les deux modèles, les contraintes sur le paramètres δ sont robustes puisque les différentes stratégies donnent des résultats similaires³. On constate aussi que pour l'analyse de ^3He , les contraintes sur les autres paramètres de transport sont inconsistantes à plus de 3σ dans le modèle II alors qu'elles sont compatibles à moins de 2σ (excepté 3σ pour V_c) pour le modèle III. Le modèle III est aussi favorisé par un meilleur χ^2/ndf . En conclusion, bien que plusieurs arguments laissent à penser que la valeur $\delta \sim 0.7$ soit plus proche de la réalité, il reste pour l'instant impossible d'exclure un modèle de réaccélération pur ($V_c = 0$) avec $\delta \sim 0.3$.

3. Comme nous l'avons vu dans la section 4.4.4, la comparaison des contraintes données par le rapport secondaire sur primaire seul et par l'analyse combinée permet de tester la robustesse de l'analyse.

4.6 Conclusions et perspectives

4.6.4 Perspectives

Les contraintes posées par l'ajustement des éléments du quartet sont compétitives avec celles du rapport B/C en terme de précision. Ce résultat marquant montre que jusqu'à présent, le potentiel de contrainte du quartet était sous-évalué car la majorité des études était concentrée autour du rapport B/C. De plus, rappelons que pour une espèce donnée, les ingrédients du modèle de propagation et particulièrement les sections efficaces de production et de destruction peuvent induire des erreurs systématiques sur les paramètres du même ordre de grandeur que les erreurs causées par les incertitudes sur les mesures des flux et des rapports [117]. L'utilisation d'alternatives au rapport B/C (dont le calcul du flux nécessite des sections efficaces différentes) permet donc aussi de limiter l'impact de ces systématiques. Pour conclure, la diminution des erreurs systématiques ainsi que la qualité des contraintes apportées par le quartet seul sont deux arguments qui montrent l'utilité de l'étude de la propagation via les éléments du quartet. Ces enjeux de l'étude du quartet doivent motiver de nouvelles mesures d'abondances de ses éléments.

Nous venons de voir que, comme dans le cas du rapport B/C, il n'est toujours pas possible de trancher sur la valeur de la pente de diffusion. Castellina et al. [44] estiment que la mesure des rapports secondaire sur primaire à plus haute énergie pourrait apporter un élément de réponse à cette question. Les auteurs montrent, en particulier, que la mesure du rapport B/C à haute énergie (100 GeV/nuc) par les expériences actuelles et à venir, doit permettre de contraindre la valeur de la pente du coefficient de diffusion à 10-15 % près. Ceci est dû au fait qu'à haute énergie, la propagation du rayonnement cosmique se fait en régime de diffusion pure car les pertes d'énergie, la réaccélération et le vent de convection deviennent négligeables. De plus à haute énergie, les sections efficaces deviennent indépendantes de l'énergie et les systématiques sont uniquement des erreurs de normalisation qui affectent peu la valeur de la pente du coefficient de diffusion. Dans les deux parties qui suivent, on étudiera l'expérience CREAM, une de ces expériences de haute énergie pour laquelle la reconstruction du rapport B/C est l'un des objectifs principaux.

Troisième partie

L'expérience CREAM

Chapitre 5

Présentation de l'expérience CREAM

Dans cette partie nous abordons l'aspect expérimental du rayonnement cosmique. Nous y étudierons les techniques de détection du rayonnement cosmique puis nous introduirons l'expérience CREAM sur laquelle a été réalisée l'analyse des données.

5.1 Principes généraux de détection du rayonnement cosmique

Nous nous intéressons ici à la détection du rayonnement cosmique nucléaire. Suivant l'énergie et le flux du rayonnement cosmique, différentes techniques sont utilisées : la détection directe et la détection indirecte.

5.1.1 Détection directe

Détecter le rayonnement cosmique signifie caractériser les particules qui passent au voisinage de la Terre. On cherche à connaître l'énergie ou la rigidité des particules, mais aussi la valeur de la charge (ou simplement sa valeur absolue si ce n'est pas possible) et la masse. Pour mesurer ces quantités, on utilise des détecteurs semblables à ceux utilisés en physique des particules. Puisque le rayonnement cosmique est détruit lorsqu'il pénètre dans l'atmosphère, il faut placer les détecteurs au-dessus de celle-ci pour caractériser les particules incidentes. On peut donc, soit utiliser des ballons auxquels on suspend les détecteurs (comme CREAM ou TRACER [41]), soit les envoyer dans l'espace et les placer sur la station spatiale internationale (ISS) (comme AMS-02 [105]) ou à bord d'un satellite (comme Fermi [48] ou PAMELA [9]). Les détecteurs de particules sont des objets massifs et pour le rayonnement cosmique ils doivent être dimensionnés afin de pouvoir être suspendus à un ballon ou lancés dans l'espace et ceci limite la taille et donc l'acceptance de ces derniers (au plus quelques m^2sr). À basse et moyenne énergie ($E < 1 \text{ PeV}$), le flux des particules est suffisamment important et ces 'petits' détecteurs accumulent suffisamment de statistique pour effectuer des mesures des flux. L'avantage de ce type de détection, nommé détection directe, est de permettre la détection de la particule incidente et donc la mesure de toutes les observables qui servent à la caractérisation de cette particule.

L'option ballon stratosphérique est l'option la plus simple et la moins coûteuse. Elle permet des vols de quelques dizaines de jours (jusqu'à 40 jours) qui peuvent être effectués chaque année. Actuellement, les vols sont effectués grâce à des ballons 'zéro-pression' qui sont des ballons à pression

5.1 Principes généraux de détection du rayonnement cosmique

atmosphérique et gonflés à l'hélium développés par la NASA¹. Les vols s'effectuent à ~ 40 km d'altitude où le rayonnement cosmique traverse encore 3 à 5 gcm^{-2} de matière avant d'atteindre le détecteur. Avec la durée de vol qui limite la statistique accumulée, cette matière traversée constitue le principal inconvénient des vols ballons. En effet, ce grammage correspond au grammage traversé par la particule durant tout son trajet dans la Galaxie à ~ 1 TeV. Cela implique une production de noyaux secondaires aussi importante dans l'atmosphère que durant l'intégralité de la propagation. Cet effet s'accroît avec l'énergie et pour remonter au rayonnement cosmique du système solaire, il faut caractériser les modifications du rayonnement cosmique lors de sa traversée de cette couche d'atmosphère. Ceci implique une bonne connaissance de la composition et de la structure de l'atmosphère et des sections efficaces de destruction et de fragmentation des noyaux.

La durée de vie des ballons 'zéro-pression' est limitée par les cycles jour-nuit. En effet, lorsque la nuit tombe la température de l'hélium diminue et sa pression baisse. Ceci a pour conséquence une baisse de l'altitude de vol qui peut-être évitée en lâchant du lest. Le jour suivant, l'hélium se réchauffe et puisque le ballon est maintenant plus léger, il va monter plus haut à moins de lâcher de l'hélium. Finalement, le vol se termine lorsque les réserves de lest sont épuisées. Pour atténuer l'impact des cycles jour-nuit, les ballons volent généralement en Antarctique où le jour polaire dure 6 mois. Une autre raison des vols en Antarctique est la présence de vents spiralant qui permettent aux ballons de toujours rester au-dessus de la terre ferme. Enfin, un dernier avantage de l'Antarctique est la possibilité d'utiliser des panneaux solaires pour fournir au détecteur l'énergie nécessaire.

Afin de rallonger la durée des vols ballons, la NASA travaille sur un nouveau type de ballon appelé *Ultra Long Duration Balloon* (ULDB). Ces ballons 'super-pression' sont hermétiques et leur pression est maintenue au-dessus de celle de l'atmosphère. Des câbles cintent le ballon pour lui éviter de se dilater pendant le jour. La nuit, puisque la pression est suffisante, le ballon ne se contracte que très peu. Au final, le volume du ballon reste constant et son altitude aussi. Puisque le ballon ne libère pas d'hélium et n'a pas besoin de lest, il peut effectuer des vols de beaucoup plus longues durées. Toutefois, l'altitude de vol (~ 35 km) est plus faible que celle des ballons zéro-pression (~ 40 km). La correction à appliquer sur la mesure pour obtenir les flux hors atmosphère est donc plus importante que dans le cas des ballons actuels. À noter qu'aujourd'hui, bien que certains vols tests des ULDB aient été effectués, aucun n'a servi pour des expériences scientifiques et ils sont toujours en phase de développement.

Les expériences en satellites ou sur la station spatiale internationale permettent des prises de données sur plusieurs années, ce qui permet d'amasser beaucoup plus de statistiques. De plus, elles sont totalement hors de l'atmosphère et permettent de détecter le rayonnement cosmique tel qu'il est dans le système solaire. Enfin, puisque les expériences spatiales orbitent autour de la Terre, elles permettent aussi d'étudier l'influence du champ géomagnétique sur le rayonnement cosmique mais ne permettent pas de s'en affranchir en se plaçant aux pôles. Les expériences spatiales ont un coût bien plus important, d'abord à cause du lancement, mais aussi à cause de la fiabilité des instruments qui ne peuvent pas être réparés une fois lancés.

5.1.2 Détection indirecte

À plus haute énergie (\gtrsim PeV), le flux de particules devient trop faible pour ces expériences de faibles dimensions. Pour continuer à détecter les particules, la surface effective des détecteurs doit être

1. Pour plus de détail à propos du programme de ballons scientifiques de la NASA : <http://astrophysics.gsfc.nasa.gov/balloon/>

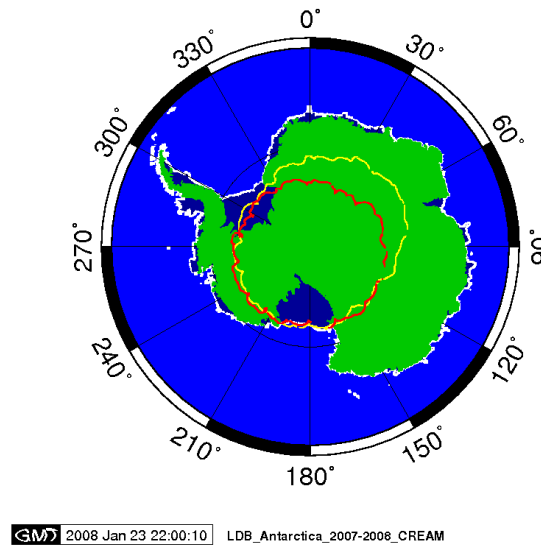


FIGURE 5.1 – Trajectoire du 3^{ème} vol ballon de l’expérience CREAM entre décembre 2007 et janvier 2008.

augmentée et c’est l’augmentation de l’énergie des particules qui nous apporte la solution. Lorsque ces particules énergétiques pénètrent dans l’atmosphère, elles se fragmentent en particules qui se fragmentent à leur tour et ainsi de suite. Puisque l’énergie de la particule incidente est transférée aux particules secondaires, la cascade se termine lorsque les dernières particules créées n’ont plus assez d’énergie pour en créer de nouvelles. On comprend donc que le nombre de particules, et donc la taille des gerbes, est liée à l’énergie. Au-dessus de 1 PeV, les gerbes produites sont suffisamment grandes pour pouvoir être détectées sur Terre. Les gerbes commencent par une interaction hadronique de la particule incidente qui donne naissance à des fragments nucléaires, des nucléons et des mésons (pions, kaons, etc.). La désintégration des pions neutres ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) produit une composante électromagnétique (γ, e^\pm). La gerbe s’enrichit aussi en muons grâce à la désintégration des π^\pm et K^\pm . Enfin, des photons visible et UV sont produits par effet Cherenkov et rayonnement de fluorescence. Ces rayonnements sont principalement produits grâce aux e^\pm ultra-relativistes. Les muons et les photons sont les composantes les plus pénétrantes de la gerbe si bien qu’ils peuvent être détectés au sol. On détecte aussi des électrons/positrons mais leur nombre dépend de la profondeur d’interaction de la gerbe puisque leur longueur de pénétration est moins importante. Ce type de détection est qualifié d’indirecte puisque l’on n’observe pas la particule incidente mais ses particules secondaires. Il est plus difficile de reconstruire l’énergie, car cela nécessite une bonne modélisation du développement des gerbes et à haute énergie les sections efficaces des processus sont encore mal connues. Reconstruire la charge de la particule incidente est encore plus difficile, si bien que la composition du rayonnement cosmique à haute énergie est encore mal connue. Les gerbes de particules de haute énergie peuvent être détectées à travers plusieurs signatures.

La première méthode mise en œuvre, encore utilisée aujourd’hui est l’utilisation d’un réseau de détecteurs en coïncidence pour détecter les secondaires. Puisque les particules produites lors du développement de la gerbe se déplacent à des vitesses similaires ($\sim c$), le front de la gerbe constitue une galette de particules qui touchent le sol presque simultanément. Les décalages temporels entre les déclenchements des différents détecteurs de surface permettent de reconstruire la trajectoire de

5.2 Objectifs de l'expérience CREAM

la 'galette' de particules et donc de la particule incidente. Afin de reconstruire la composition, on utilise principalement comme observable la fraction du nombre de muons détectés sur le nombre de particules détectées. Comme les noyaux lourds ont des probabilités d'interaction plus grandes, ils interagissent plus tôt dans l'atmosphère. Les gerbes ainsi créées vont traverser une épaisseur plus importante et s'appauvrir en électrons/positrons puisque ceux-ci interagissent plus fortement que les muons. En résumé, les noyaux lourds ont donc un rapport nombre de muons sur nombre de particules chargées plus fort. Malheureusement, les fluctuations gerbe à gerbe de ce rapport pour un même noyau sont très importantes et les valeurs théoriques de ces rapports dépendent beaucoup des modèles hadroniques. L'observable qui constitue ce rapport n'est pas assez discriminante pour établir l'identité de chaque particule et les expériences se contentent pour l'instant de mesurer les flux des groupes d'éléments[23]. La mesure de l'énergie dépend elle aussi beaucoup des modèles hadroniques puisqu'elle repose sur la densité de particules au sol.

Cependant les gerbes ne sont pas uniquement composées de particules chargées mais comprennent aussi des photons. Ces photons peuvent être produits par fluorescence ou Cherenkov. La fluorescence est causée par les particules chargées de la gerbe qui ionisent les molécules de di-azote présentes dans l'atmosphère et dont la désexcitation produit une émission de fluorescence. Les photons Cherenkov sont produits par les particules chargées de la gerbe qui traversent l'atmosphère à des vitesses supraluminiques. La détection de ces photons, qui constitue une alternative à la détection des particules chargées, est effectuée grâce à des télescopes à large champ de vue ($18^\circ \times 15.6^\circ$ pour les télescopes de l'observatoire Pierre Auger [101]). Ce type de détection possède plusieurs intérêts : tout d'abord, les processus d'émission de rayonnement de fluorescence et de Cherenkov dépendent peu des modèles hadroniques et permettent une meilleure reconstruction de l'énergie de la particule incidente. De plus, la dispersion des temps d'arrivée des photons est plus faible (< 3 ns) que celle des particules chargées et permet de reconstruire avec plus de précision la direction d'arrivée de la gerbe avec une résolution inférieure au degré. Enfin, alors que la lumière Cherenkov est émise selon un cône dont l'axe est celui de la particule incidente, la lumière de fluorescence est émise de façon isotrope. Par conséquent, les télescopes de fluorescence sont capables de suivre le développement de la gerbe contrairement aux réseaux de détecteurs en coïncidence qui ne voient la gerbe qu'au niveau du sol. Le développement de la gerbe contient, en outre, de l'information supplémentaire quant à la nature de la particule incidente. L'inconvénient des détecteurs de photons est leur faible cycle utile ($< 10\%$) dû aux conditions requises pour pouvoir les utiliser (nuit sans lune par beau temps). L'émission Cherenkov est émise par les particules chargées relativistes (principalement les électrons) selon un cône axé sur la trajectoire de la particule. En associant un réseau de détecteurs au sol avec des télescopes de fluorescence l'observatoire Pierre Auger a ouvert la voie à une nouvelle technique de détection : la détection hybride. Son intérêt réside dans la possibilité d'inter-calibrer les détecteurs au sol et de fluorescence qui permet d'atteindre une meilleure résolution spatiale et énergétique et de s'affranchir un peu plus des modèles hadroniques.

5.2 Objectifs de l'expérience CREAM

L'expérience CREAM est une expérience de détection directe de type ballon. Elle mesure les abondances des éléments aux énergies maximales permises à ce type de détection (100 GeV – 100 TeV) grâce à une acceptance importante ~ 0.45 m²sr. Ses instruments permettent la mesure de la charge et de l'énergie des noyaux du rayonnement cosmique. Ces observables permettent l'étude de différents champs de recherche. Dans cette section nous étudierons les motivations physiques de la construction d'un tel détecteur.

5.2.1 Étude des mécanismes sources

Dans la première partie, nous avons vu que les sources du rayonnement cosmique sont encore sujettes à de multiples interrogations. Leurs natures, l'importance des sources locales ou encore les énergies maximales auxquelles elles sont capables d'accélérer des particules sont encore des questions en suspens. L'étude des flux des espèces primaires H et He peut apporter des éléments de réponse à ces questions. En effet, le flux des espèces primaires et en particulier l'indice de leur pente est étroitement relié au spectre source d'accélération du rayonnement cosmique. Une question importante est l'universalité des mécanismes d'accélération. Toutes les espèces du rayonnement cosmique sont-elles accélérées de la même façon ? Dans les mêmes sites ? Si c'est le cas, à haute énergie où la destruction dans le milieu interstellaire est négligeable, le rapport des primaires H et He doit être constant jusqu'à l'énergie maximale des sources tandis que le rapport peut évoluer en fonction de l'énergie si les spectres sources diffèrent [143]. De plus, dans la théorie standard d'accélération par onde de choc diffusive, l'énergie maximale des sources évolue proportionnellement avec la charge de la particule. Dans le cas de supernovae, l'énergie limite caractéristique est $Z \times 100 \text{ TeV}$ [108] et au-delà de $\sim 100 \text{ TeV}$ on devrait donc s'attendre à un appauvrissement de la composante proton dans le rayonnement cosmique. Une mesure précise des flux par CREAM permettrait donc de sonder les modèles d'accélération à des énergies qui se rapprochent de l'énergie limite. Par ailleurs, les mesures récentes des flux de proton et d'hélium de PAMELA [9], CREAM-I [15] et ATIC-2 [132] semblent montrer la présence d'une cassure dans le spectre de ces éléments aux alentours de $\sim 100 - 200 \text{ GeV/nuc}$ qui pourrait signer un changement de régime dans les sources. Infirmer ou confirmer cette cassure est donc maintenant un des objectifs des vols de CREAM. De plus, si cette cassure existe, il faut voir si elle est présente dans les distributions des différents éléments du rayonnement cosmique.

5.2.2 Calibration des expériences de détection indirecte

Les expériences de détection indirecte sont les seules à pouvoir étudier le rayonnement cosmique à très haute énergie ($> 100 \text{ TeV}$). Puisque ces expériences ne détectent pas la particule incidente mais les particules secondaires, la mesure de sa masse et de son énergie sont plus difficile et très dépendantes des modèles hadroniques. Pour tester ces modèles, il faut étudier la cohérence des mesures des flux des éléments effectués par les expériences de détection directes et indirectes. Malheureusement, puisque les seuils en énergie des expériences de détection des gerbes sont trop hauts, il n'y a pas de recouvrement entre les deux types de détecteur. Aujourd'hui, avoir un détecteur de grande acceptance est donc important pour repousser l'énergie limite accessible par les expériences de détection directe. Ceci est d'autant plus vrai que le genou, l'énergie à laquelle la pente du rayonnement cosmique passe de ~ 2.7 à ~ 3.1 (aux alentours de $\sim 3 \text{ PeV}$) se trouve à quelques centaines de TeV seulement au-delà de cette énergie limite et il incombe donc aux expériences de détection indirecte de mesurer ces propriétés. Un point important est de voir comment évolue ce changement de pente pour toutes les espèces du rayonnement cosmique car cela permet de tester les hypothèses sur l'origine du genou. Même si les expériences directes ne mesureront pas le genou, leur rôle est important en tant que support aux expériences de détection indirecte.

5.2.3 Étude de la propagation

L'autre aspect important est l'étude de la propagation à travers la mesure des flux des espèces secondaires et des rapports secondaires sur primaire. Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, les rapports secondaires sur primaire et particulièrement le rapport B/C jouent un rôle crucial dans l'étude de la propagation. La valeur de la pente du coefficient, qui contient l'information sur les régimes de turbulences des champs magnétiques du milieu interstellaire, est toujours indéterminée.

5.3 Les sous-détecteurs

Nous avons vu qu'une façon de contraindre ce paramètre était de mesurer le rapport B/C à plus haute énergie où le régime de propagation est purement diffusif. D'autre part, nous avons vu dans la partie précédente que les paramètres sources et de transport étaient fortement corrélés. C'est notamment le cas de la pente source α et de la pente du coefficient de diffusion δ qui agissent de la même manière sur la distribution en énergie des noyaux primaires. Afin d'obtenir l'information sur les paramètres sources, il faut donc connaître les paramètres de propagation afin de décorréler de leurs effets [143]. Le possible changement de pente cité dans le paragraphe précédent peut aussi être expliqué par un processus de propagation. En effet, il est possible de l'attribuer à un changement de régime de diffusion qui pourrait être dû à la présence de coefficients de diffusion différents dans les différentes zones de la Galaxie [160].

5.3 Les sous-détecteurs

CREAM est une expérience ballon ayant volé en Antarctique à 6 reprises entre 2004 et 2010. Ces vols ont permis d'accumuler 162 jours de données. CREAM mesure la charge et l'énergie des particules du rayonnement cosmique. La mesure de l'énergie des noyaux est une particularité de ce détecteur puisqu'elle est faite à l'aide d'un calorimètre hadronique en tungstène dans lequel se désintègrent les particules. Un tel calorimètre, que nous décrirons plus longuement par la suite, permet la mesure de l'énergie de particules très énergétiques (jusqu'à 1 PeV) dans un volume réduit. En contrepartie, la fragmentation des particules dans le calorimètre peut produire des particules secondaires émergeant du calorimètre par le haut qui sont appelées particules albédoes. Ces particules, dont le nombre varie avec l'énergie (jusqu'à plusieurs centaines aux très hautes énergies), peuvent traverser les instruments de mesure de la charge et perturber leurs mesures. Pour contourner ce problème, la mesure de la charge est effectuée par plusieurs sous-détecteurs indépendants et de technologies différentes. Cette partie présentera les différents sous-détecteurs de l'expérience.

Puisque CREAM ne vole qu'une fois par an, sa configuration peut être modifiée chaque année. En conséquence, il existe plusieurs configurations des sous-détecteurs. La contribution du LPSC à l'expérience a commencé avec l'intégration du sous-détecteur CherCam pour le troisième vol entre décembre 2007 et janvier 2008. La configuration du détecteur est restée identique pour les trois vols suivants et c'est donc à la configuration des vols III, IV, V et VI que nous nous intéressons. Pour cette thèse, l'analyse est uniquement basée sur les données du vol III car ces données sont de meilleure qualité et qu'il bénéficie d'une statistique importante. Les sous-détecteurs sont introduits dans l'ordre par lequel ils sont vus par les particules, c'est-à-dire de haut en bas. La figure 5.2 présente CREAM et ses sous-détecteurs. Dans l'ordre on abordera donc le *Timing Charge Detector* (TCD), le *Cherenkov Detector* (CD), la *Cherenkov Caméra* (CherCam), les deux plans du *Silicon Charge Detector* (SCD), puis le calorimètre hadronique (CAL).

5.3.1 Le Timing Charge Detector (TCD)

Le TCD est un détecteur qui détermine la charge en mesurant la quantité de lumière émise par un scintillateur. La mesure de charge est possible pour les atomes de l'hydrogène jusqu'au fer avec une résolution inférieure à 0.35 unité de charge à partir de l'hélium. Le TCD est composé de 8 raquettes de scintillateurs réparties sur deux plans parallèles de $120 \times 120 \text{ cm}^2$ (4 sur chaque plan) et orientées selon des axes orthogonaux. Aux extrémités des scintillateurs, sont situés des guides de lumière qui transportent les photons jusqu'aux photomultiplicateurs. La quantité de lumière reçue par chaque photomultiplicateur est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule incidente, elle-même proportionnelle à sa charge au carré Z^2 . La photographie 5.3 montre le TCD dans sa structure

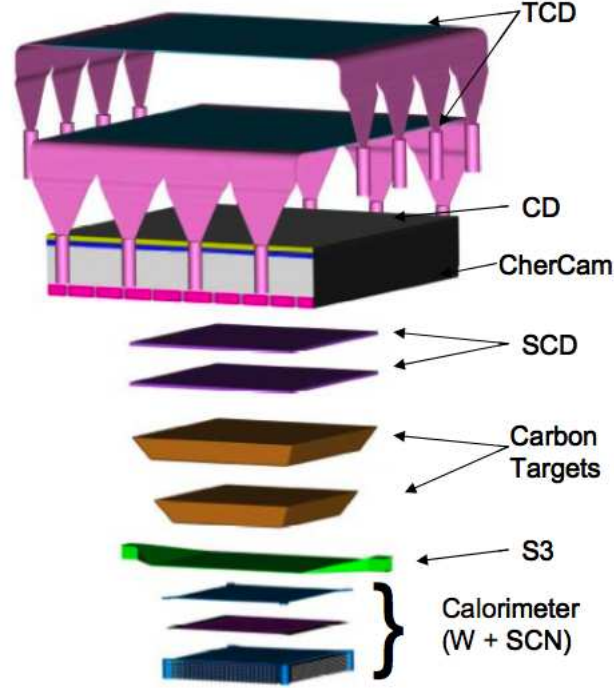


FIGURE 5.2 – Vue éclatée du détecteur CREAM et de ses sous-détecteurs dans la configuration utilisée lors des vols III, IV, V et VI.

métallique. Sur la face avant on observe les 4 raquettes noires d'un des deux plans ainsi que les guides de lumière qui rejoignent les 4 photomultiplicateurs. On aperçoit aussi sur la face de droite les 4 autres raquettes.

L'équation donnant la quantité de lumière reçue par les photomultiplicateurs est la suivante :

$$f_{PMT}(Z, \beta, x, y) \propto \frac{Z^2}{\cos \theta} f_{BB}(\beta) f_{sat}(Z, \beta) f_{map}(x, y),$$

où $Z^2 f_{BB}(\beta)$ est la formule de Bethe-Bloch² de l'énergie déposée (β est la vitesse de la particule), $f_{sat}(Z, \beta)$ la fonction de saturation du scintillateur, $f_{map}(x, y)$ un facteur de correction en fonction de la position de la particule incidente (x, y) et $\frac{1}{\cos \theta}$ la correction en fonction du grammage traversé (θ est l'angle d'incidence de la particule). Afin de ne pas être sensible aux particules albédoes, l'acquisition du signal des photomultiplicateurs est effectuée en moins de 3 ns. Cette durée est l'intervalle de temps minimum entre le passage à travers le TCD de la particule incidente à travers le scintillateur et la remontée des particules albédoes créées dans le calorimètre. C'est d'ailleurs pour maximiser cet intervalle de temps que le TCD est le détecteur situé le plus haut. La procédure standard de mesure de la quantité de lumière par intégration du signal des photomultiplicateurs est ici inapplicable car elle est trop longue à effectuer (~ 10 ns), ce qui intégrerait aussi le signal dû aux particules albédoes. À la place, on utilise la mesure de l'amplitude maximale mesurée pendant les 3 ns qui suivent le déclenchement. Pour mesurer les éléments jusqu'au fer, le signal fourni par les photomultiplicateurs doit avoir une dynamique d'au moins $26^2/1^2 = 676$ dans le cas idéal. En réalité la dynamique doit être supérieure pour prendre en compte la variation du signal avec l'épaisseur de scintillateur traversée

2. le facteur Z^2 a été sorti pour être mis en évidence

5.3 Les sous-détecteurs

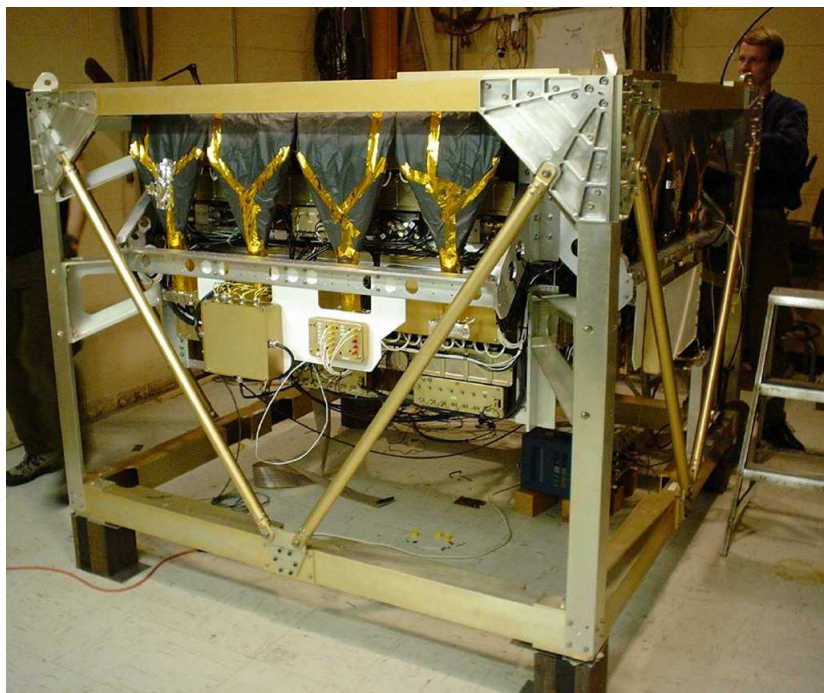


FIGURE 5.3 – Photo du TCD et de sa structure de support. On peut voir les 4 raquettes noires du plan inférieur qui collectent la lumière.

(en fonction de la direction d'arrivée de la particule incidente). Pour obtenir cette dynamique, le signal est mesuré aux bornes de 4 dynodes différentes qui représentent des étages d'amplification différents [69].

Du fait de sa position, les interactions de la particule incidente dans le TCD peuvent provoquer la création de particules secondaires qui peuvent détériorer ou empêcher la mesure de la charge dans les sous-détecteurs sous-jacents. À noter que le grammage rencontré par une particule en incidence normale dans le TCD est de $\sim 2.3 \text{ g/cm}^2$. Grâce à son électronique, le TCD peut aussi être utilisé pour déclencher l'acquisition des événements (bien que dans le vol III ce rôle fut essentiellement supporté par le calorimètre). L'intérêt du déclenchement avec le TCD est son seuil en énergie beaucoup plus bas ($< 1 \text{ GeV}$) que celui du calorimètre ($\sim 100 \text{ GeV}$). Cependant, pour mesurer l'énergie des événements en-dessous du seuil du calorimètre, on doit utiliser le *Transition Radiation Detector*, un détecteur qui ne fait pas partie de cette configuration de vol. D'autre part, l'efficacité de déclenchement du TCD étant indépendante de l'énergie, on pourrait l'utiliser en combinaison avec le calorimètre afin d'estimer l'efficacité de déclenchement de ce dernier en fonction de l'énergie.

5.3.2 Le Cherenkov Detector (CD)

Le Cherenkov Detector base sa mesure de la charge sur l'émission Cherenkov. Lorsqu'une particule chargée se propage dans un milieu avec suffisamment d'énergie elle polarise les atomes du milieu. Ceux-ci se désexcitent en émettant des photons qui sont en général non cohérents et en quantité trop faible pour être détectés. Cependant si la particule se propage plus vite que la lumière dans ce milieu, il existe un front d'onde de forme conique sur lesquelles les photons interfèrent de manière constructive. L'ouverture angulaire du cône Cherenkov θ_c dépend de l'indice optique du milieu et de

la vitesse de la particule incidente :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta}.$$

Le nombre de photons produits dans ce cône est proportionnel à la longueur traversée par la particule et au carré de la charge de la particule Z^2 [77] :

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2 L}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c$$

où L est l'épaisseur traversée par la particule incidente, $\alpha \approx \frac{1}{137}$ la constante de structure fine et λ représente la longueur d'onde du photon Cherenkov. En comptant les photons, on peut donc remonter à la charge de la particule incidente. Ici, les photons Cherenkov sont produits lorsque la particule passe à travers un radiateur plastique d'épaisseur 1 cm et ils sont détectés à l'aide de photo-multiplicateurs. Tout comme dans le cas du TCD, la mesure du signal charge est suffisamment rapide pour être effectuée avant le passage des particules albédoes qui pourrait perturber la mesure. L'efficacité du CD s'effondre pour les particules de vitesse inférieure à $\beta \sim 0.7$ car les particules, qui sont alors en deçà du seuil Cherenkov, ne produisent plus de photons. Grâce à cette propriété, le CD peut servir de veto afin d'empêcher le TCD de déclencher sur les événements de trop basse énergie (inférieure à quelques centaines de MeV/n) et pour lesquels il est impossible de mesurer l'énergie.

5.3.3 La Cherenkov Camera (CherCam)

Tout comme le Cherenkov Detector[147], CherCam³ basa sa mesure de la charge sur le comptage du nombre de photons Cherenkov produits par le passage de la particule incidente à travers un milieu radiateur. Le détecteur se décompose en un plan radiateur dédié à la production de la lumière et un plan de photo-multiplicateurs pour le comptage des photons. Contrairement au Cherenkov Detector, CherCam ne s'affranchit pas du bruit causé par les particules albédoes grâce à une mesure des photons ultra-rapide effectuée avant le passage de ces dernières à travers le détecteur. En tant qu'imageur Cherenkov, CherCam utilise la connaissance de l'empreinte sur le plan de détection laissée par le cône Cherenkov pour exclure le signal des particules albédoes. En effet, connaissant la trajectoire de la particule incidente on peut reconstruire l'empreinte que va laisser le cône Cherenkov sur le plan de photo-multiplicateurs. L'intersection du cône et du plan forme une ellipse dont la géométrie ne dépend pas de la charge de la particule incidente mais seulement de sa trajectoire. En comparant le signal attendu avec le signal mesuré, on peut rejeter les photo-multiplicateurs où la différence est trop importante car ils sont susceptibles d'avoir été traversés par une particule albédoe. CherCam a été conçu et réalisé en partie par le LPSC, en collaboration avec le CESR de Toulouse et l'UNAM de Mexico. Dans les deux paragraphes qui suivent, nous allons détailler le plan de production des photons et le plan de détection.

3. La décision par le groupe AMS-CREAM du laboratoire de s'impliquer dans l'expérience à travers la création d'un nouvel instrument date de 2004. Cette décision survient suite à l'accident de la navette spatiale Colombia le 1^{er} février 2003. À cette époque le groupe est entièrement engagé sur le développement du Ring Imager Cherenkov (RICH) de l'expérience AMS-02 qui doit être acheminé sur la Station Spatiale Internationale en navette. Suite à l'accident, l'annulation par la NASA des vols suivant menace l'expérience AMS-02 et le groupe décide de se tourner vers l'expérience CREAM pour mettre son expérience à profit en construisant un détecteur similaire au RICH, CherCam. CherCam est caractérisé par un temps de développement extrêmement court puisqu'il vola et prit des données avec succès lors du troisième vol de CREAM entre décembre 2007 et janvier 2008, soit 3 ans après le début du projet.

5.3 Les sous-détecteurs

5.3.3.1 Le plan de production des photons

Il est constitué de tuiles carrées d'aérogel de 10.5 cm de longueur et de 1.05 cm d'épaisseur. Les dimensions des tuiles sont relativement petites du fait de leur extrême fragilité. En effet, l'aérogel est un matériau transparent composé à 99% d'air et à 1% d'agréats de particules de silice. Les aérogels possèdent un indice entre 1.01 à 1.07. L'aérogel utilisé est produit par le fabricant Matsushita et possède la particularité d'être hydrophobe et donc peu sensible à l'humidité qui pourrait entraîner des variations d'indice et de transparence, voire même modifier la structure des tuiles de manière irréversible. Le choix de l'indice est crucial afin de maximiser la collection des photons. Deux effets sont à prendre en compte. Tout d'abord, l'indice optique dicte la vitesse minimale que doivent avoir les particules pour être en régime supra-luminique à travers la formule triviale de célérité de la lumière et d'autre part il régit la valeur de l'angle d'ouverture du cône Cherenkov. En conclusion, un indice élevé permet d'avoir un seuil en énergie plus bas mais augmente l'angle du cône Cherenkov. Ceci peut induire une perte d'acceptance puisque, pour les événements inclinés, les photons peuvent être en situation de réflexion totale à l'intérieur de l'aérogel. L'indice de 1.05 permet un bon compromis entre ces deux phénomènes et a donc été sélectionné pour équiper le détecteur. L'aérogel n'est pas strictement transparent et sa transmission t dépend de la longueur d'onde λ , de l'épaisseur traversé et d'un coefficient appelé clarté C suivant :

$$t = A(\lambda)e^{-dC/\lambda^4},$$

où $A(\lambda)$ est un facteur de normalisation qui dépend de la longueur d'onde. La clarté définit donc la proportion de photons qui diffusent dans l'aérogel et sortent du cône Cherenkov : les photons Rayleigh. Dans notre cas, l'aérogel possède une clarté de $0.016 \mu\text{m}/\text{cm}$ et environ la moitié des photons Cherenkov vont subir une diffusion Rayleigh. Le plan d'aérogel est constitué d'un pavage de 10×10 tuiles sur deux épaisseurs. Les tuiles sont fixées dans la grille d'aluminium par groupe de $2 \times 2 \times 2$. Elles reposent sur un film de mylar tendu. Une photographie du plan d'aérogel en cours de montage est présentée à la figure 5.4. On peut y voir les groupement tuiles d'aérogel dans leur structure métallique. Le plan d'aérogel est recouvert de mousse sur la partie supérieure afin d'absorber les photons provenant du bas (et donc les photons des particules albedoës, voir 5.5).

Une fois la particule sortie de ce milieu, elle n'initie plus la production de photons. Dans le cas d'une particule d'incidence normale au plan d'aérogel, tous les photons auront été émis sur une longueur de $\Delta e = 21 \text{ mm}$. Puisque l'indice de l'aérogel est de 1.05 et que les particules sont ultra-relativistes $\beta \approx 1$ et par conséquent l'angle Cherenkov vaut $\theta_c = 0.3 \text{ rad} = 17^\circ$. Les photons vont donc former sur le plan de détection des anneaux d'épaisseur :

$$\Delta R = \Delta e \tan \theta_c \approx 0.7 \text{ cm}$$

, et de rayon :

$$R = h \tan \theta_c \approx 4.2 \text{ cm}$$

, où $h = 11.05 \text{ cm}$ représente la distance entre l'aérogel et le plan de détection.

5.3.3.2 Le plan de détection des photons

La mesure du nombre de photons s'effectue à l'aide des photo-multiplicateurs XP3112 de Photonis dont le but est de convertir le nombre de photons collectés en un signal électronique. Ces photo-multiplicateurs de géométrie cylindrique et de un pouce de diamètre sont répartis pour former un plan de 40×40 photo-multiplicateurs espacés les uns des autres de 27.5 mm. On peut calculer qu'un tel espacement avec les dimensions du photo-multiplicateur produit une efficacité de recouvrement du

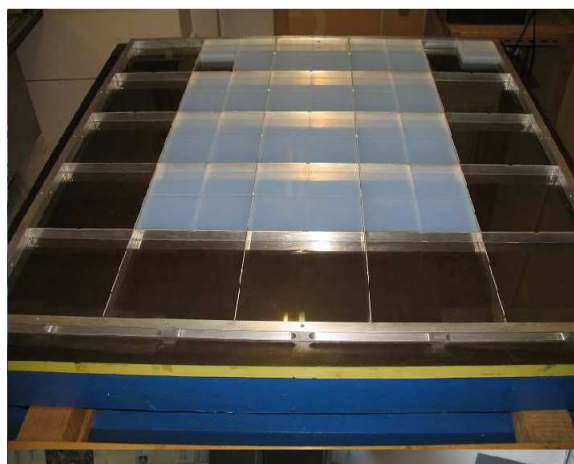


FIGURE 5.4 – Tuiles d’aérogel en cours de montage sur le support.

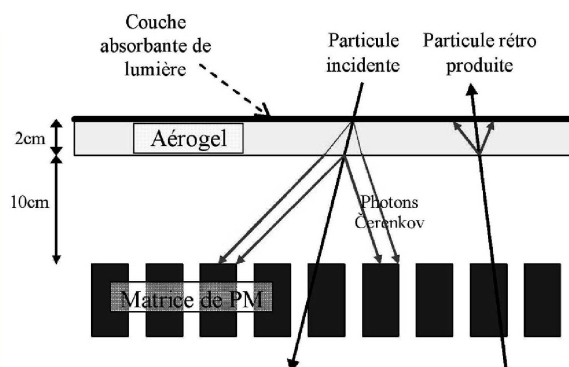
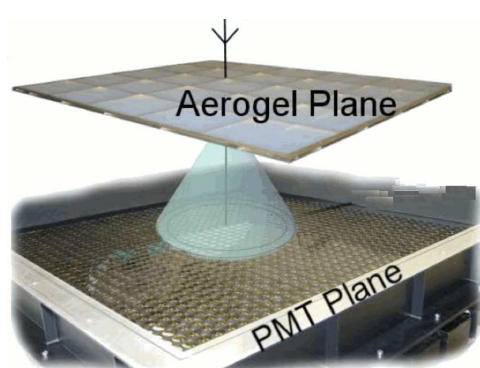


FIGURE 5.5 – Schema et représentation de CherCam, tirés de [147]. Une particule traverse le plan d’aérogel et initie l’émission de photons Cherenkov. Ceux-ci sont collectés dans le plan des photo-multiplicateurs.

plan de 50% et donc aussi 50% de zones mortes où les photons ne sont pas captés. La résolution spatiale de ce plan, donnée par la distance entre les centres des photo-multiplicateurs est donc aussi 27.5 mm. Avant de se propager hors du plan d’aérogel, le cône Cherenkov possède une dimension inférieure à cette résolution. Si la collection était effectuée juste après la sortie du plan radiateur, un seul photo-multiplicateur serait touché et il serait impossible de distinguer le signal des photons Cherenkov de celui produit par le passage de la particule incidente à travers le verre du photo-multiplicateur. De plus, ce dernier est tellement important qu’il fait saturer le photo-multiplicateur et rend la mesure de charge impossible. En espaçant le plan de détection de plan radiateur de 11.05 cm, on laisse au cône Cherenkov le temps de croître. Son rayon atteint 3.3 cm et recouvre alors plusieurs photo-multiplicateurs. On peut donc distinguer le signal des photons Cherenkov qui forment un anneau et le signal central qui signe le passage de la particule incidente. Les photo-multiplicateurs sont regroupés en modules de 4×4 et chaque module est lu par une seule carte de lecture. Les modules sont insérés dans un matériau plastique appelé ertalyte. L’ertalyte forme une plaque percée de trous qui laissent apparaître la partie supérieure des photo-multiplicateurs. La partie inférieure est encastrée dans un

cadre en aluminium de $110.6 \times 110.6 \text{ cm}^2$ permettant la fixation et la rigidité de l'ensemble.

5.3.4 Le Silicon Charge Detector

Les deux plans de SCD sont dédiés à la mesure de la charge de la particule incidente grâce à la mesure de l'ionisation provoquée par le passage de la particule chargée. Situés juste au-dessus du calorimètre, ils sont composés de pixels de silicium de $1.46 \times 1.46 \text{ cm}^2$ [135] qui forment deux plans de dimensions $79.70 \times 77.94 \text{ cm}^2$. La mesure de la charge dans le SCD est basée sur le fait que l'ionisation du milieu par une particule chargée est proportionnelle au carré de sa charge. Plus précisément, lorsqu'une particule chargée traverse un pixel, elle interagit et transfère de l'énergie aux électrons périphériques des atomes de la matière. Le milieu est alors localement ionisé et les paires électron-trou dérivent sous l'effet de la différence de potentiel appliquée aux bornes du pixel. Elles sont ensuite collectées et produisent un signal électrique proportionnel à leur nombre. Pour une faible épaisseur traversée, l'énergie déposée par une particule et le nombre de paires créées sont proportionnels au carré de la charge de la particule. On peut donc relier le signal mesuré en sortie du pixel à la charge de la particule. La formule donnant le facteur de proportionnalité entre l'énergie déposée dans la matière par une particule chargée et le carré de sa charge est la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = KZ^2 \frac{z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]$$

où Z est la charge de la particule, z le numéro atomique du matériau absorbant, A sa masse atomique, T_{max} l'énergie cinétique maximum qui peut être communiquée à un électron lors d'une collision, I le potentiel d'ionisation de la matière et δ le terme correctif dû aux pertes d'énergie par ionisation [70]. Bien que l'énergie déposée dépende de l'énergie de la particule incidente, elle atteint un plateau à haute énergie (plateau de Fermi) qui peut être observé sur la figure 5.7 qui représente le dépôt d'énergie moyen de la particule en fonction de son impulsion pour plusieurs cibles. La figure 5.6 représente la distribution des charges reconstruites par les SCD en fonction du logarithme de l'énergie de la particule à partir des données du vol III. Chaque charge est représentée par une traînée horizontale. Le fait que les traînées soient effectivement horizontales montrent que la réponse du SCD et donc l'énergie déposée par la particule incidente ne dépendent pas de l'énergie dans cette gamme en énergie. La formule de Bethe-Bloch donne l'énergie *moyenne* déposée dans la matière par les particules. Cependant, il faut prendre en compte des fluctuations statistiques. Celles-ci sont inhérentes au comportement stochastique de la particule dans la matière. Il y a pour conséquence un élargissement de la distribution de l'énergie déposée. Pour une épaisseur et une charge donnée, l'énergie déposée a pour fonction de probabilité une fonction de Landau. Cependant, plus on augmente la charge, plus la valeur moyenne de la distribution de Landau augmente. Ceci a pour conséquence une évolution de la forme de la distribution qui devient de plus en plus symétrique et se rapproche d'une gaussienne.

Pour ce type de détecteur, le choix du silicium présente plusieurs intérêts [135]. On peut citer ses bandes de conduction très basse (l'énergie de transition entre la bande de valence et la bande de conduction est de 1.12 eV à température ambiante). À énergie déposée égale, cette caractéristique permet la production d'un plus grand nombre de paires électron-trou que dans d'autres matériaux. Ceci est un point important car la résolution sur la charge dans le SCD est gouvernée par les fluctuations statistiques sur le nombre de paires collectées. De plus, sa densité élevée permet un plus grand dépôt d'énergie pour une même quantité de matière traversée. Le silicium présente aussi l'avantage d'être suffisamment rigide pour pouvoir assurer lui-même la rigidité de l'ensemble.

La stratégie utilisée ici pour s'affranchir de l'effet des particules albédoes est la segmentation du détecteur. En effet, puisque le détecteur est constitué de pixels, il est probable que la particule incidente

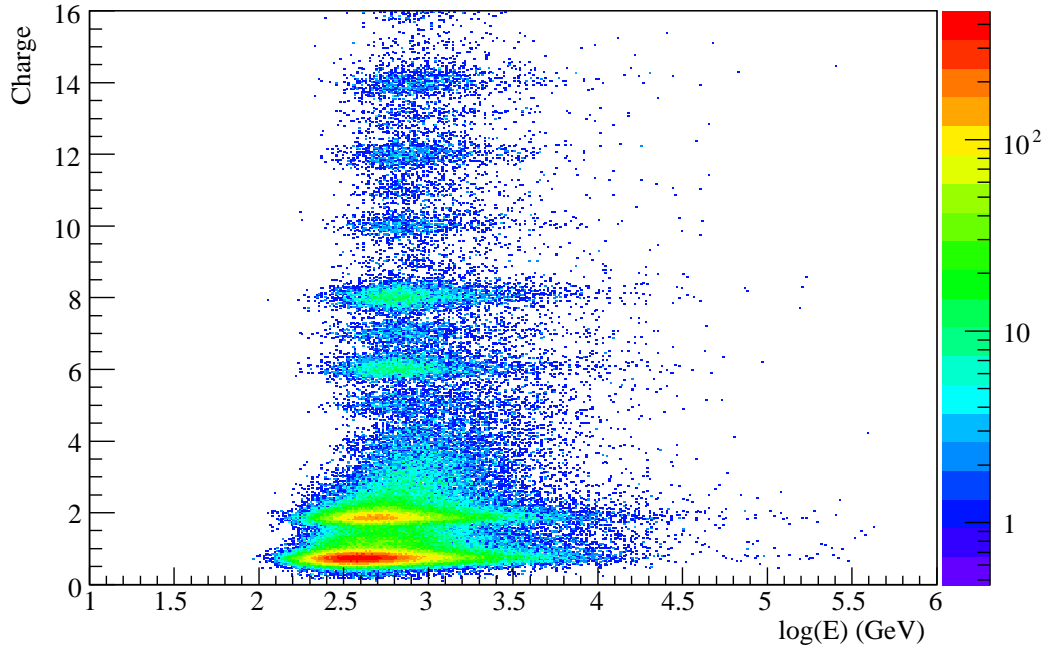


FIGURE 5.6 – Histogramme représentant la réponse du SCD (mesure de la charge) en fonction du logarithme de l'énergie mesurée dans le calorimètre. Le fait que les traînées soient horizontales montre que la réponse du SCD est indépendante de l'énergie de la particule incidente.

et les particules albédoes ne traversent pas les mêmes pixels. Si on est capable d'identifier le pixel traversé par la particule incidente on ne sera donc pas affecté par le signal des particules albédo. Cependant, identifier le pixel traversé par la particule incidente n'est pas chose aisée, les signaux des particules albédoes sont similaires à celui de la particule incidente. L'utilisation des deux plans permet une meilleure identification de la trajectoire de la particule incidente et donc une meilleure identification des pixels qu'elle a traversés. L'utilisation des deux plans possède aussi un autre avantage : les détecteurs étant indépendants, cela permet une mesure de la charge en coïncidence qui permet un meilleur contrôle de la mesure. On peut ainsi écarter tous les événements pour lesquels les mesures des deux détecteurs sont incompatibles. Au final, les deux plans de SCD possèdent une résolution en charge de $\Delta Z \lesssim 0.3$ pour toutes les charges jusqu'à l'oxygène.

5.3.5 Le calorimètre hadronique (CAL)

CREAM est équipé d'un calorimètre hadronique absorbant l'énergie des particules et qui doit être capable de la mesurer entre 10^{12} et 10^{15} eV. Afin d'initier le développement de la gerbe, celui-ci est surmonté d'une cible de carbone (la figure 5.8 montre une photographie des cibles et du calorimètre). Le carbone est un élément relativement léger qui possède une plus grande probabilité d'interaction que dans le cas de cibles composés d'éléments plus lourds à grammage équivalent. En effet, cette probabilité P dépend de la section efficace σ d'interaction de la particule incidente avec la cible et du nombre d'atomes N . Pour un grammage donné, le nombre d'atomes est inversement proportionnel à la masse A de l'élément constituant la cible et la section efficace varie grossièrement comme $A^{2/3}$. La probabilité d'interaction évolue donc en $A^{-1/3}$ et va donc chercher à utiliser un élément léger

5.3 Les sous-détecteurs

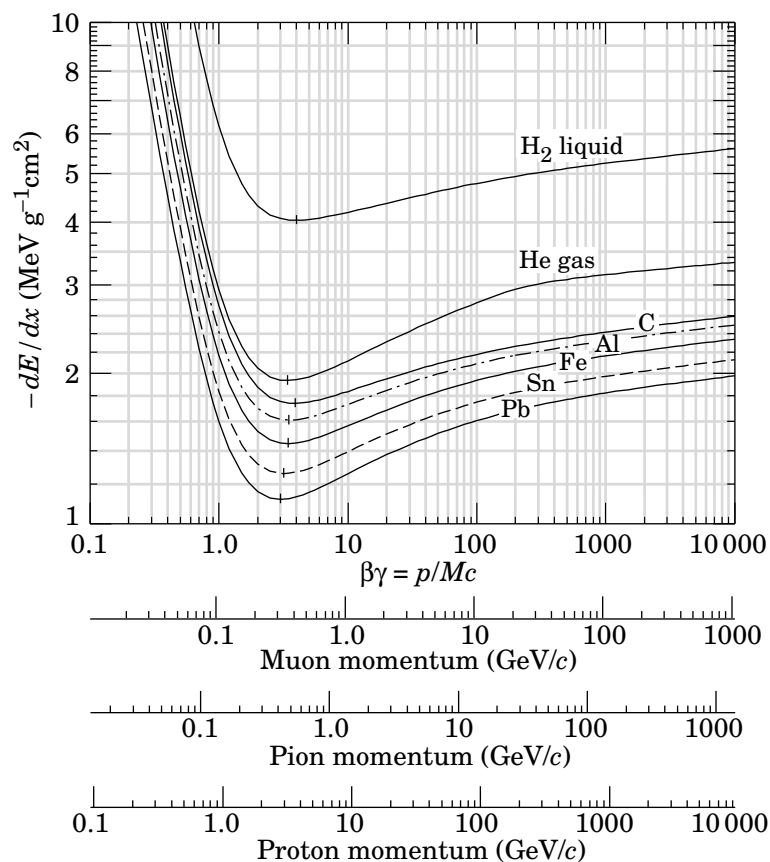


FIGURE 5.7 – Dépôt d'énergie moyen dans la matière pour différentes cibles. À haute énergie, la variation du dépôt d'énergie en fonction de l'énergie de la particule incidente est faible. Tiré de [70].

pour la maximiser. Une fois la gerbe initiée, elle est absorbée et échantillonnée dans le calorimètre à scintillation composé de 20 couches de tungstène de $50 \times 50 \text{ cm}^2$ et de 0.035 longueurs d'interaction chacune. Les couches de tungstène sont séparées par 20 couches comprenant chacune 50 rubans de fibres scintillantes, les couches étant orientées successivement selon les axes X et Y [86]. Chaque ruban fait 1 cm de largeur et comprend 19 fibres scintillantes de 0.5 mm de diamètre. Le passage des particules chargées à travers les fibres scintillantes génère des photons qui sont collectés aux extrémités des fibres par des guides de lumière. Les photons passent ensuite à travers des fibres plastiques pour arriver dans les photodiodes hybrides (*angl* : *Hybrid PhotoMultiplier* ou HPD) ayant chacune 73 canaux de lecture. La mesure du nombre de photons permet de remonter à l'énergie déposée par la particule incidente. Le calorimètre doit posséder une réponse linéaire avec l'énergie sur plus de 3 ordres de grandeur. Pour parvenir à ce résultat, les fibres plastiques sont dotées de transparences différentes (~ 100 , 50 et 16%). L'utilisation de ces 3 types de fibres permet d'atteindre une dynamique de 1 : 200000. Cette dernière est encore accrue en connectant un nombre différent de fibres aux canaux des HPDs selon le gain. Ainsi les fibres de transparence de 100% sont au nombre de 40 par canal, les fibres de gain moyen sont 5 par canal tandis que les fibres de gain haut sont une par canal. La calibration permettant de passer du nombre de photons détectés à l'énergie déposée est effectuée par l'équipe du Maryland à partir des données du faisceau test d'électrons, de correction des gains à partir d'émissions de lumière par des LEDs dans les fibres scintillantes et par comparaison des rapports des



FIGURE 5.8 – Photographie des cibles de carbone (les deux trapèzes noirs sur le dessus) et du calorimètre. En dessous, on peut voir les couches de tungstène ainsi que les fibres optiques qui transportent les photons jusqu'aux photodiodes.

différents gains dans les données de vol.

Comme le TCD, le calorimètre possède une réponse rapide au passage d'une particule et il peut donc être utilisé afin de déclencher l'acquisition des événements. Afin de limiter le bruit dû à l'électronique, les conditions de déclenchement requièrent un signal de plus de 13.7 MeV dans au moins 6 couches consécutives du calorimètre. À haute énergie, la gerbe qui se développe dans le calorimètre est trop grande pour être contenue dans le calorimètre et on perd la linéarité entre l'énergie de la particule incidente et l'énergie déposée. Ce problème peut être corrigé par l'utilisation d'un programme de simulation Monte-Carlo permettant de reconstruire l'énergie de la particule incidente en fonction de la fraction d'énergie déposée et de la géométrie de l'évènement.

5.3.6 Conclusion

Lors du vol III, seuls les sous-détecteurs SCD, CherCam et le calorimètre furent complètement opérationnels. Pour la présente analyse nous avons donc 3 mesures indépendantes de la charge (les deux plans de SCD et CherCam) ainsi qu'une mesure de l'énergie (le calorimètre). Par la suite, nous nous focaliserons donc uniquement sur ces 3 sous-détecteurs.

5.4 Les simulations du détecteur

Les détecteurs de particules se complexifiant, les simulations numériques sont devenues des outils incontournables pour l'analyse et l'interprétation des données et CREAM n'échappe pas à cette règle. La simulation permet de modéliser les interactions des particules lors de leur traversée du détecteur. Dans le cadre de CREAM, elle possède plusieurs intérêts. En phase de développement, elle permet de

5.4 Les simulations du détecteur

mieux comprendre les phénomènes les plus subtils et facilite l'interprétation des résultats. En période d'analyse, elle est nécessaire pour estimer la résolution des détecteurs, leurs efficacités et/ou leur taux de déclenchement. CREAM, dans sa configuration pour le vol III, est doté de deux simulations réalisées avec deux programmes différents. Les deux simulations sont complémentaires et possèdent des domaines d'utilisation différents. Contrairement à la simulation réalisée avec GEANT3, les codes sources de la simulation GEANT4 sont disponibles et cette dernière est donc un excellent outil pour caractériser le détecteur. La simulation GEANT4 intègre tous les sous-détecteurs et permet d'obtenir l'énergie déposée et/ou le nombre de photons dans chaque cellule sensible des sous-détecteurs. Malheureusement la gerbe simulée dans le calorimètre et son énergie déposée ne sont pas suffisamment en accord avec les données des faisceaux tests pour pouvoir être utilisées pour l'analyse contrairement aux résultats obtenus avec la simulation GEANT3. Dans la suite de cette partie, on présentera les deux simulations. Leurs utilisations seront abordées dans la partie 6.3.3 pour la simulation GEANT4 et à plusieurs reprises dans la partie IV pour la simulation GEANT3.

5.4.1 GEANT 4

5.4.1.1 Présentation de la bibliothèque

La première simulation que nous allons étudier est la simulation GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4). Il s'agit d'une librairie C++ orientée objet permettant la modélisation d'un détecteur et la simulation des interactions entre ce détecteur et des particules qui le traversent. L'utilisation de la programmation orientée objet permet une segmentation du code en plusieurs catégories :

- Les événements

GEANT4 permet d'envoyer des particules à travers un détecteur pour simuler la réponse de ce dernier. L'envoi d'une particule et la réponse du détecteur associée constituent un *event*. Au début de chaque événement, le détecteur est réinitialisé tandis qu'à la fin de l'événement, le résultat est écrit dans un fichier de sortie. On simule généralement une grande quantité d'événements et c'est la classe G4Run qui permet de définir les différentes quantités relatives aux événements (nombre d'événements, type de particule incidente, distribution des positions et des impulsions initiales). G4Run est la classe la plus globale de GEANT4 puisqu'elle contient aussi toutes les informations qui resteront les mêmes durant toute la durée de la simulation, à savoir la géométrie du détecteur et la physique utilisée.

- Les trajectoires

L'interaction de la particule incidente avec le détecteur génère des particules secondaires qui peuvent initier une cascade de particules. GEANT4 permet de propager toutes les particules créées à travers le détecteur. La trajectoire discrétisée de chaque particule, de sa création à sa destruction, est constituée d'une succession de pas (G4Step) contenus dans un objet G4Track. GEANT4 laisse à l'utilisateur la possibilité de conserver en mémoire l'ensemble des traces, ce qui peut s'avérer très utile pour observer les diverses interactions d'une particule. Chaque G4Step contient les positions en début et en fin de pas de la particule ainsi que l'énergie déposée sous ses diverses formes et la liste des particules créées pendant le pas. Un pas se termine lorsque la particule subit une nouvelle interaction. Pour déterminer la nature de l'interaction suivante GEANT4 calcule la longueur d'interaction de chacun des processus autorisés dans le matériau courant. Les longueurs d'interactions des processus sont tirées aléatoirement selon leur distribution de probabilité qui dépend de la section efficace du processus. Le processus sélectionné est celui qui possède la longueur d'interaction la plus courte.

- La physique

Dans GEANT4, c'est à l'utilisateur de spécifier les processus qui seront disponibles pendant la simulation. Puisque la simulation comprend un calorimètre hadronique, il faut ajouter aux processus électromagnétiques standards les processus concernant les interactions hadroniques. Les processus sont nombreux et il existe des listes de processus appelées *physics list* permettant d'activer un ensemble de processus à la fois. S'il le désire, l'utilisateur peut activer en plus de cette *physics list*, des processus supplémentaires. Il existe une multitude de *physics lists* suivant les gammes en énergie et les particules mises en jeu. La simulation de CREAM utilise la *physics list* QGSP_BIC (pour Quark Gluon String Physics, and Binary Ion Cascade). Il s'agit d'une paramétrisation pour le traitement des interactions protons, pions, kaons et des noyaux. L'interaction crée un noyau effectif excité qui est passé à la paramétrisation qui s'occupe de modéliser sa désexcitation. Les paramétrisations de type QGSP sont composées chacune d'une paramétrisation de basse et de haute énergie. Le changement de paramétrisation est effectué aux alentours de 5 – 25 GeV. Contrairement à QGSP standard, QGSP_BIC remplace une partie de la paramétrisation de basse énergie en-dessous de 10 GeV pour les protons et les neutrons par la paramétrisation *Binary Ion Cascade*. Cette dernière permet de mieux décrire la production de particules secondaires dans le cas d'interactions des protons et de neutrons avec les noyaux.

- Géométrie du détecteur

Bien sûr, une partie du programme est dédiée à la construction de la géométrie du détecteur. La construction débute par la création d'un *World*, volume dans lequel les particules sont propagées et le détecteur posé. Chaque élément du détecteur est construit selon 3 étapes successives :

- Création d'un solide (G4Solid) : il s'agit de la géométrie de l'élément dans son propre système de coordonnées.
- Création d'un matériau (G4Material) et de ses propriétés (composition, densité, température, etc.). Le G4Solid et le G4Material sont ensuite fusionnés pour créer un volume logique (G4LogicalVolume).
- Les instances des volumes logiques sont ensuite positionnées dans le monde ou dans un volume logique plus grand et sont alors appelées volume physique.

- Les détecteurs sensibles

Lorsqu'une particule traverse un photo-multiplicateur, un scintillateur ou encore un pixel de silicium, on veut pouvoir récupérer les observables qui correspondent à la mesure du détecteur (énergie déposée, nombre de photons, etc.). Pour cela, les volumes logiques peuvent être qualifiés de volumes sensibles. Lorsqu'un pas de la simulation est effectué au sein d'un volume sensible GEANT4 appelle une instance de G4VSensitiveDetector qui permet de garder les informations relatives à ce pas dans un objet G4VHit. Puisque chaque expérience est différente, G4VHit est une classe virtuelle que l'utilisateur surécrit afin de garder les informations pertinentes du pas en cours (énergie, temps de vol, etc.).

- La visualisation

Enfin, GEANT4 comprend un module de visualisation qui permet l'affichage d'une partie ou de la totalité du détecteur mais surtout des trajectoires des particules.

5.4.1.2 Ajout de CherCam dans la simulation GEANT 4

Durant sa thèse, Yoann Sallaz-Damaz a développé une simulation indépendante GEANT4 de CherCam qui fut utilisée pour caractériser le détecteur et en particulier pour évaluer la résolution attendue.

5.4 Les simulations du détecteur

À cette époque, la simulation GEANT4 de CREAM ne comprenait pas encore le détecteur CherCam et fusionner les deux simulations fut la première tâche de ma thèse.

Systèmes de coordonnées

Les deux simulations possèdent des repères différents. Le système de coordonnées de CREAM est défini avec l'axe +X pointant dans la direction des panneaux solaires, et donc vers le soleil. Il s'agit aussi de l'orientation des raquettes supérieures du TCD. L'axe +Z est défini verticalement vers le haut et l'axe +Y de sorte à obtenir un repère direct. L'origine est située à la base du détecteur, au centre de la face supérieure de la palette supportant le calorimètre.

Le système de coordonnées utilisé dans CherCam est différent. L'axe +Y est orienté vers le haut, l'axe +X reste le même et l'axe +Z est pris de sorte à former un repère direct. Au final on a : $X_{\text{CherCam}} = X_{\text{Cream}}$, $Y_{\text{CherCam}} = Z_{\text{Cream}}$ et $Z_{\text{CherCam}} = -Y_{\text{Cream}}$. L'origine de ce repère coïncide avec celle du repère de CREAM. Comme dans n'importe quelle simulation GEANT4, le détecteur, ici CherCam, est placé dans un monde qui l'englobe. Pour incorporer CherCam dans la simulation CREAM, il suffit donc de placer le volume logique du *World* de CherCam à l'intérieur du *World* de CREAM avec les translations et les rotations adéquates. Ici, le monde de CherCam doit être tourné de 90 degrés autour de l'axe X.

Les *physics lists*

Les deux simulations GEANT4 utilisent des *physics lists* différentes. La *physics list* QGSP_BIC de la simulation de CREAM n'intègre pas les processus concernant les photons optiques. En effet, GEANT4 distingue les photons en deux catégories de longueurs d'onde. Lorsque la longueur d'onde est très supérieure à la distance inter-atomique ($\lambda \gg 10$ nm), ils sont considérés comme optiques et sont traités suivant l'optique géométrique, dans le cas contraire ils sont traités en tant que photons γ [147]. Le photomultiplicateur XP3112 utilisé dans CherCam permet la conversion des photons entre 300 et 600 nm. Ceux-ci sont clairement optiques et CherCam requiert donc l'ajout de processus supplémentaires. Pour les besoins du Cherenkov Detector, le processus Cherenkov est déjà ajouté, mais la simulation ne comprend pas les processus de scintillation, d'émission Rayleigh, d'absorption des photons et les effets de bords qu'il a fallu ajouter.

Les détecteurs sensibles

La classe de gestion des détecteurs sensibles doit être suffisamment générique pour stocker les informations pertinentes relatives à tous les sous-détecteurs qui possèdent chacun une instance de cette classe. Dans la simulation, sont stockées par défaut l'énergie déposée, la longueur du pas et sa durée. Ces informations permettent l'analyse du SCD, du calorimètre et du TCD mais pas celle de CherCam qui nécessite le comptage des photons et qu'il a fallu rajouter. Une routine issue de la simulation de CherCam permet ensuite de modéliser la réponse des photo-multiplicateurs.

5.4.2 GEANT 3

La simulation la plus ancienne est la simulation réalisée à l'aide du programme GEometry ANd Tracking version 3 (GEANT3). Cette simulation en fortran comprend la modélisation du détecteur et de tous ses sous-détecteurs. Pour chaque événement simulé, on a accès aux caractéristiques de la particule incidente (charge, énergie, coordonnées et impulsion) et au dépôt d'énergie dans chaque

détecteur sensible. Pour le SCD comme pour le calorimètre, cette grandeur représente la grandeur pertinente. Cependant la simulation du sous-détecteur CherCam n'intègre pas la génération des photons Cherenkov et des photons Rayleigh et elle ne peut donc pas être utilisée pour étudier les propriétés de CherCam. Actuellement, la simulation GEANT3 est plus aboutie que la simulation GEANT4 en ce qui concerne la calorimétrie. Dans la partie suivante, nous l'utiliserons pour calculer l'acceptance du détecteur (Cf. 9.2). On l'utilisera aussi pour calculer les efficacités des coupures d'identification des particules (Cf. 8.3). L'interaction de la particule incidente dans le calorimètre génère un très grand nombre de particules qui doivent être propagées, ce qui rend la simulation très gourmande en puissance de calcul et particulièrement à haute énergie. Actuellement seuls quelques échantillons sont disponibles et ils contiennent peu de statistique (~ 10000 événements par échantillon). Les échantillons et l'énergie à laquelle ils sont générés sont récapitulés ici :

- Proton : 100 GeV, 250 GeV, 500 GeV, 1 TeV, 2.5 TeV, 5 TeV, 10 TeV, 25 TeV, 50 TeV, 100 TeV
- Hélium : 100 GeV, 250 GeV, 500 GeV, 1 TeV, 4 TeV, 5 TeV, 10 TeV, 25 TeV
- Carbone : 100 GeV, 1 TeV, 10 TeV
- Oxygène : 100 GeV, 1 TeV

5.4 Les simulations du détecteur

Chapitre 6

Reconstruction des observables

Les trois sections qui suivent décrivent les méthodes de reconstruction des observables charges et énergie des particules incidentes en utilisant le calorimètre, le SCD et CherCam. L'utilisation de ces observables pour reconstruire les flux et les rapports des éléments du rayonnement cosmique feront l'objet de la partie IV. L'analyse des données est effectuée de manière séquentielle vis-à-vis des différents sous-détecteurs. Lorsqu'un sous-détecteur est analysé, toutes ses observables reconstruites peuvent être utilisées pour analyser les autres sous-détecteurs. Le seul détecteur dont l'analyse ne nécessite pas les observables des autres sous-détecteur est le calorimètre, il est donc abordé, dans l'analyse et dans cette partie, en premier. Son analyse est suivie par celle du SCD qui nécessite la trajectoire reconstruite par le calorimètre et enfin par celle de CherCam qui utilise la trace reconstruite par le SCD.

6.1 Reconstruction de l'énergie et de la trajectoire avec le calorimètre

L'analyse des données du calorimètre doit nous permettre de reconstruire deux observables : l'énergie de la particule incidente mais aussi sa trajectoire. Les reconstructions de ces observables font l'objet des deux parties qui suivent.

6.1.1 Reconstruction de l'énergie

La première étape consiste à reconstruire l'énergie déposée dans chaque ruban du calorimètre qui constitue une cellule. Rappelons que les photons collectés dans les rubans sont séparés et transmis à trois groupes de fibres qui constituent des gains différents. Hormis à haute énergie, les gains bas et moyen donnent des estimations similaires du nombre de photons collectés dans le ruban. La calibration du nombre de photons à l'énergie déposée est effectuée par l'équipe de l'UMD à l'aide d'un faisceau test du CERN composé d'électrons d'énergies connues. En faisceau test, les hautes tensions fonctionnent à plus basse tension et le gain en vol est donc différent. Un facteur de proportionnalité de 2 est appliqué pour prendre en compte cette différence. En résumé l'énergie déposée dans chaque cellule s'écrit donc $E = 2 \times \text{Gain} \times \text{ADC}$ et l'énergie déposée est simplement la somme de l'énergie des cellules non bruitées. Les cellules bruitées sont celles dont le RMS du piédestal dépasse 20 coups. En utilisant seulement le gain bas, qui correspond aux canaux des photo-diodes raccordées à 40 fibres optiques, on peut sous-estimer l'énergie reconstruite pour les événements les plus énergétiques. En effet, le signal de ces canaux sature pour les événements les plus énergétiques et il faut utiliser le gain moyen lorsque le signal en gain bas dépasse 8000 coups ADC. On peut observer la saturation sur la figure 6.1 qui représente l'énergie déposée dans le calorimètre reconstruite en utilisant seulement les cellules de gain bas et en utilisant les cellules de gain bas et de gain moyen. Dans les cas les plus

6.1 Reconstruction de l'énergie et de la trajectoire avec le calorimètre

extrêmes, on peut observer des différences allant jusqu'à 100 %. À partir de l'estimation de l'énergie déposée, on peut estimer l'énergie de la particule incidente. Le calorimètre de CREAM possède une très bonne linéarité et, en moyenne, sur toute la gamme d'énergie de l'analyse, l'énergie déposée E_{dep} est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente : $E_{\text{rec}} \approx 650E_{\text{dep}}$. Cependant ce résultat n'est valable qu'en moyenne et non événement par événement car il faut tenir compte des fluctuations sur l'énergie déposée. Pour une énergie de la particule incidente fixée, un ordre de grandeur de l'écart-type de la distribution des énergies déposées est 40%. Les implications de la résolution sur la mesure de l'énergie sur l'estimation des flux sont abordées dans la section 7.3.

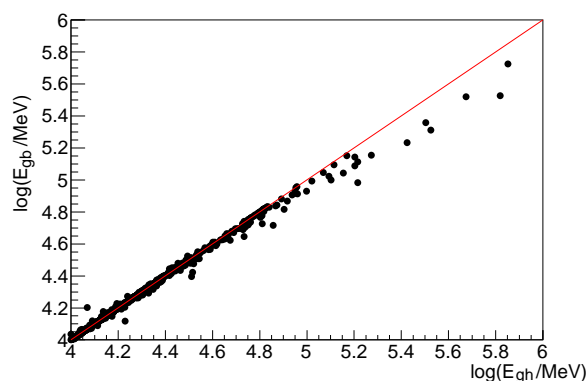


FIGURE 6.1 – Logarithme de l'énergie déposée (en MeV) dans le calorimètre reconstruite en utilisant seulement le gain bas (en abscisse) et en utilisant aussi le gain haut (en ordonnée) pour les cellules avec plus de 8000 coups ADC en gain bas.

6.1.2 Reconstruction de la trajectoire

Le code d'analyse comprend deux algorithmes de reconstruction de la trajectoire de la particule à l'aide du calorimètre. Tous deux utilisent le fait que le dépôt d'énergie de la particule est orienté selon sa direction d'arrivée.

6.1.2.1 Méthode des barycentres

Présentation de la méthode

Dans cet algorithme, la direction dans les plans X-Z et Y-Z est reconstruite à partir des barycentres en énergie de chaque couche du calorimètre. Nous avons vu que le calorimètre est composé d'un empilement de couches de tungstène et de scintillateurs successivement orientés selon X et Y. On obtient ainsi deux cartes de l'énergie déposée indépendantes et projetées selon X-Z et Y-Z. L'analyse des deux plans est similaire et nous nous consacrerons donc uniquement au plan X-Z. Il est composé de 10 couches de 40 cellules chacune. Dans chaque couche, on va chercher la cellule la plus touchée puis calculer le barycentre de cette cellule et de ses deux voisines pondérées par l'énergie déposée. On peut ensuite définir la droite qui passe le plus près de ces barycentres analytiquement. Dans chacun des plans, on obtient donc une droite et les deux droites forment la trajectoire. Bien sûr, cette méthode n'utilise pas toute l'information disponible dans le calorimètre puisque tous les pixels ne sont pas utilisés pour reconstruire la trajectoire. En contrepartie, cette méthode est peu sensible au bruit. En effet, il y a peu de chance qu'une cellule bruitée soit la plus énergétique de sa couche car les gerbes

6.1 Reconstruction de l'énergie et de la trajectoire avec le calorimètre

produisent des signaux plus fort. Il est donc peu probable qu'un barycentre soit construit autour d'une cellule bruitée et les cellules bruitées non prises en compte pour les barycentres ne jouent aucun rôle sur la trajectoire reconstruite. La figure 6.2 représente la visualisation dans le plan X-Z d'une gerbe développée par un candidat proton de ~ 500 GeV. On peut y observer le niveau de bruit non négligeable à l'extérieur de la gerbe. Il est donc important d'avoir un algorithme robuste face au bruit.

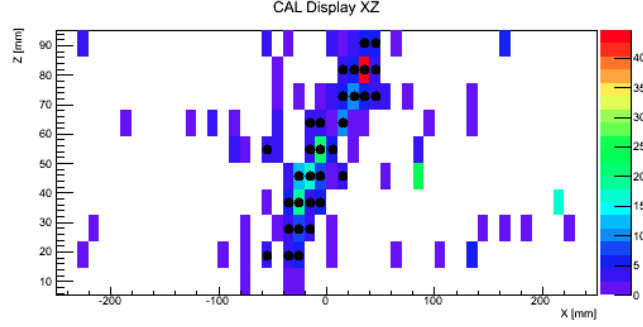


FIGURE 6.2 – Energie déposée dans chaque cellule du calorimètre du plan X-Z par un candidat proton de ~ 500 GeV.

Limitation de la méthode

Le problème de cette méthode est qu'elle possède un axe préférentiel. En effet, pour toutes les couches de calorimètre où du signal est présent, on peut reconstruire un barycentre même si la trajectoire de la particule n'y passe pas. Cela pose des problèmes lorsque les gerbes sont trop inclinées car elles sont systématiquement reconstruites de manière verticale. Le problème est illustré par la figure 6.3, qui représente le plan Y-Z du calorimètre pour un proton incliné de 2.5 TeV simulé avec GEANT3. Bien qu'arrivée de manière horizontale, la gerbe est suffisamment large pour laisser du signal dans 3 couches de calorimètre selon Y (et 3 couches selon X, que l'on ne voit pas ici), et le système d'acquisition se déclenche. La méthode des barycentres reconstruit une trajectoire quasiment verticale. Sans

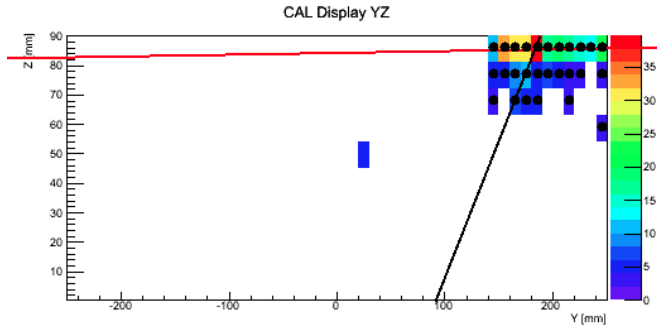


FIGURE 6.3 – Représentation du plan Y-Z du calorimètre pour un proton incliné de 2.5 TeV simulé avec GEANT3. Alors que la trajectoire de la particule est représentée par la droite horizontale, l'algorithme utilisant les barycentres reconstruit une trajectoire quasiment verticale.

rentrer dans les détails de l'analyse pour le moment, les événements sélectionnés pour l'analyse sont

6.1 Reconstruction de l'énergie et de la trajectoire avec le calorimètre

ceux dont la trajectoire reconstruite de la particule incidente passe à travers les deux plans de SCD situés au-dessus du calorimètre. Si la trace des événements inclinés est reconstruite verticalement, ils passeront donc les coupures. À basse énergie, ce problème est supprimé par le fait que les gerbes inclinées ne sont pas assez énergétiques pour déclencher le système d'acquisition du calorimètre. En effet, la condition de déclenchement est de laisser plus 13.7 MeV d'énergie déposée pour 6 cellules situées dans des couches successives. Pour déclencher, une gerbe verticale doit donc posséder une extension longitudinale de 6 couches. Pour une gerbe horizontale, c'est son extension latérale qui doit être supérieure à 6 couches et cela nécessite de plus hautes énergies. À haute énergie, cela peut se produire, et de plus en plus d'événements inclinés sont capables de déclencher l'acquisition et la proportion d'événements dans lesquels la particule possède une trajectoire inclinée augmente. En pratique, la majorité de ces événements sont rejetés par la coupure de l'analyse suivante, qui requière une charge mesurée dans les deux plans de SCD : à cause de sa trajectoire inclinée, la particule n'est pas passée par le SCD et n'a donc pas laissé de signal. Cependant, si la trajectoire mal reconstruite pointe vers un pixel du SCD bruité on va reconstruire une charge qui n'existe pas. Ce biais pose aussi des problèmes au niveau de l'estimation de l'acceptance effectuée à partir des données simulées. En effet, l'acceptance est calculée comme la proportion d'événements déclenchant l'acquisition et dont la trace passe à travers les deux plans de SCD. Nous reviendrons sur l'erreur sur l'acceptance engendrée par un biais sur la trajectoire reconstruite dans la partie 9.2.2.

6.1.2.2 Reconstruction de la trace par ajustement de *cluster*

Cette nouvelle méthode permet de surmonter ce problème. Nous allons détailler son implémentation ici. Elle est avant tout basée sur l'ajustement par χ^2 de la trace. Cependant, en présence de bruit un tel ajustement nécessite un travail de pré-sélection des cellules à ajuster qui constitue le cœur de la méthode.

Sélection d'un *cluster*

Pour s'affranchir d'un maximum de cellules bruitées, on commence par chercher un groupe de cellules qui constituera la gerbe et qui sera appelé un *cluster*. Un *cluster* est formé par un ensemble de cellules qui se touchent horizontalement, verticalement ou encore diagonalement. Puisque l'on peut avoir plusieurs *clusters*, on sélectionne celui composé du plus grand nombre de cellules. Puisque l'influence d'une seule cellule bruitée peut modifier drastiquement la convergence de l'ajustement, on va chercher à n'avoir aucune cellule bruitée. Pour cela, on va encore restreindre le nombre de cellules sélectionnées et ne garder dans le *cluster* que les 7 cellules les plus touchées. Dans certaines configurations, ces 7 cellules constituent un amas trop isotrope qui ne permet pas de reconstruire la direction de la gerbe et dans ce cas, on ajoute des cellules supplémentaires au *cluster* qui permettent à la gerbe d'avoir une extension d'au moins 70 mm. Demander une telle extension permet de briser l'isotropie de ces *clusters* afin de faire apparaître l'axe de la gerbe.

Ajustement de la trace et vérification

Les cellules sélectionnées sont ensuite ajustées par minimisation d'un χ^2 . Sa formule est la suivante :

$$\chi^2/ndf = \frac{1}{n} \sum_i^n E_i^2 r_i^\perp, \quad (6.1)$$

où E_i représente l'énergie dans la cellule i et r_i^\perp la distance de la cellule à la trace. Cette distance dépend des coordonnées de la cellule \vec{r}_i et de la trajectoire représentée par une droite $Z = aX + b$ où

6.1 Reconstruction de l'énergie et de la trajectoire avec le calorimètre

a et b représentent les paramètres de l'ajustement. En prenant un point A quelconque appartenant à la droite et \vec{u} son vecteur directeur normé et M le point de la cellule de coordonnée \vec{r}_i , r_i^\perp s'exprime :

$$r_i^\perp = \left\| \overrightarrow{AM} - \frac{||\overrightarrow{AM} \cdot \vec{u}||}{||\overrightarrow{AM}||} \vec{u} \right\|.$$

Dans la formule 6.1, les distances sont pondérées par le carré de l'énergie et non l'énergie. Cela permet d'accorder plus d'importance aux cellules ayant un fort signal. En pratique, cela permet une meilleure reconstruction de la trajectoire.

À l'issue de la minimisation et dans le cas où $\chi^2/ndf > 10$, une dernière vérification est effectuée pour s'assurer que les cellules sélectionnées ne sont pas bruitées. On effectue de nouveaux ajustements dans lesquels une cellule est désélectionnée à chaque fois. Ainsi, si une cellule bruitée est désélectionnée, on obtient une nette amélioration du χ^2/ndf . On garde ensuite l'ajustement qui minimise le χ^2/ndf . Les résultats obtenus par les deux méthodes sont représentés sur la figure 6.4. Elle montre

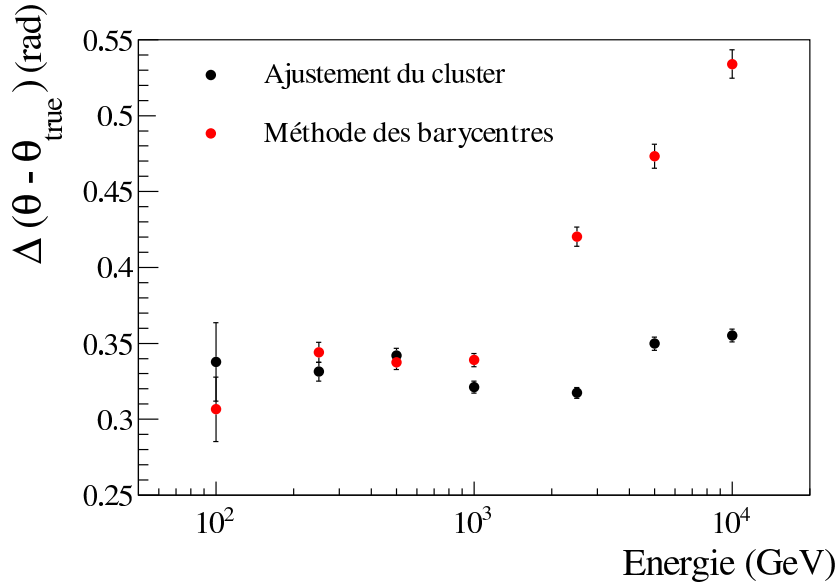


FIGURE 6.4 – Résolution sur l'angle zénithal (en radians) avec les deux méthodes calculée à partir des données simulées avec GEANT3 : angle moyen entre la trajectoire reconstruite et la trajectoire incidente. Les barres d'erreurs représentent la dispersion sur la valeur de cet angle.

l'évolution de l'erreur sur l'angle azimuthal dans les données simulées pour les deux méthodes. On constate que les deux méthodes donnent des résultats similaires à basse énergie mais que la résolution se dégrade significativement dans le cas de la méthode des barycentres. Cette dégradation de la résolution est en partie due à l'augmentation du nombre d'événements inclinés capables de déclencher le système d'acquisition et qui sont systématiquement mal reconstruits. D'autre part, même pour les événements standards, il semblerait que la résolution soit meilleure avec la méthode d'ajustement des *clusters*. Cependant, il faut bien garder à l'esprit que le point sensible de cette dernière méthode réside dans sa plus grande sensibilité au bruit et que celui-ci n'est pas modélisé dans les données simulées. Bien qu'elle soit difficile à estimer, la résolution dans les données réelles semble moins bonne que dans les données simulées, même si l'on garde un fort pouvoir de réjection des événements inclinés.

6.2 Reconstruction de la trajectoire et de charge avec le SCD

Dans l'analyse le Silicon Charge Detector est le deuxième détecteur qui intervient. Il est dédié à la reconstruction de la charge de la particule incidente mais permet aussi d'accroître la résolution sur sa direction d'arrivée. La méthode de reconstruction mise en place pendant mon stage de Master 2 sera introduite ici bien que plus de détails peuvent être trouvés dans [52].

6.2.1 Recherche du pixel traversé par la particule incidente

Pour chaque plan, on recherche le pixel traversé par la particule incidente. C'est en mesurant le signal déposé dans ce pixel que l'on pourra remonter à la charge. Pour cela, on va extrapoler la trajectoire reconstruite à l'aide du calorimètre sur les deux plans de SCD. Pour chaque plan, on va ensuite chercher le pixel ayant le plus de signal dans un cercle de 5 cm de rayon autour du point d'intersection de la trajectoire extrapolée et du plan. Si aucun pixel n'est allumé à l'intérieur de ce cercle, le rayon est incrémenté jusqu'à trouver un pixel allumé. Toutefois, si aucun pixel n'est allumé lorsque le rayon atteint une longueur de 10 cm, aucune charge n'est assignée à l'évènement par le sous-détecteur correspondant. Lorsqu'un pixel est trouvé, on assigne une charge à l'évènement (Cf. section suivante).

6.2.2 Reconstruction de la charge

La difficulté de l'analyse du SCD est d'identifier le pixel traversé par la particule incidente. Une fois cela fait, il ne reste plus qu'à appliquer la formule suivante pour retrouver la charge :

$$Z = \sqrt{\frac{A}{A_{Z=1}}} \cos \theta,$$

où A correspond à l'amplitude du signal dans le pixel sélectionné et $A_{Z=1}$ est un facteur de normalisation correspondant au signal d'un proton. La dépendance en $\cos \theta$ provient du fait que, lorsque la particule a une trajectoire inclinée, elle traverse plus de matière, dépose donc plus d'énergie et produit un signal plus fort.

6.2.3 Reconstruction de la trajectoire

La première estimation de la trajectoire est obtenue grâce à la méthode de reconstruction du calorimètre par ajustement de la trace. Dans la mesure du possible, on essaie ensuite d'améliorer la reconstruction à l'aide des plans de SCD. Si un pixel est trouvé par l'algorithme décrit en 6.2.1, il est ajouté dans l'ajustement de la trajectoire. Dans l'hypothèse où les pixels du SCD sélectionnés sont les bons, ils apportent un grand bras de levier avec une bonne résolution. En effet, la dimension des pixels est petite et les plans de SCD sont situés à plus de 20 cm du calorimètre. Ceci est illustré par la figure 6.5, qui représente la distribution de l'erreur sur la position reconstruite en X du point d'impact de la particule incidente sur le plan de photo-multiplicateurs de CherCam. Cette distribution est issue des données réelles. On utilise comme estimateur de l'erreur sur la position en X la différence entre la trajectoire extrapolée et la position du photo-multiplicateur de CherCam le plus touché qui est, dans la plupart des cas, celui traversé par la particule incidente. Les deux courbes de la figure 6.5 sont issues de l'algorithme de reconstruction de la trajectoire utilisant uniquement le calorimètre (courbe continue) et utilisant la combinaison calorimètre SCD (courbe en pointillés). On constate que la variance sur l'erreur est trois fois plus faible dans le cas de la trajectoire reconstruite grâce à la combinaison calorimètre SCD par rapport à la trajectoire obtenue seulement avec le calorimètre. La

reconstruction de la trajectoire à l'aide du SCD est la première étape de la reconstruction de la charge dans CherCam.

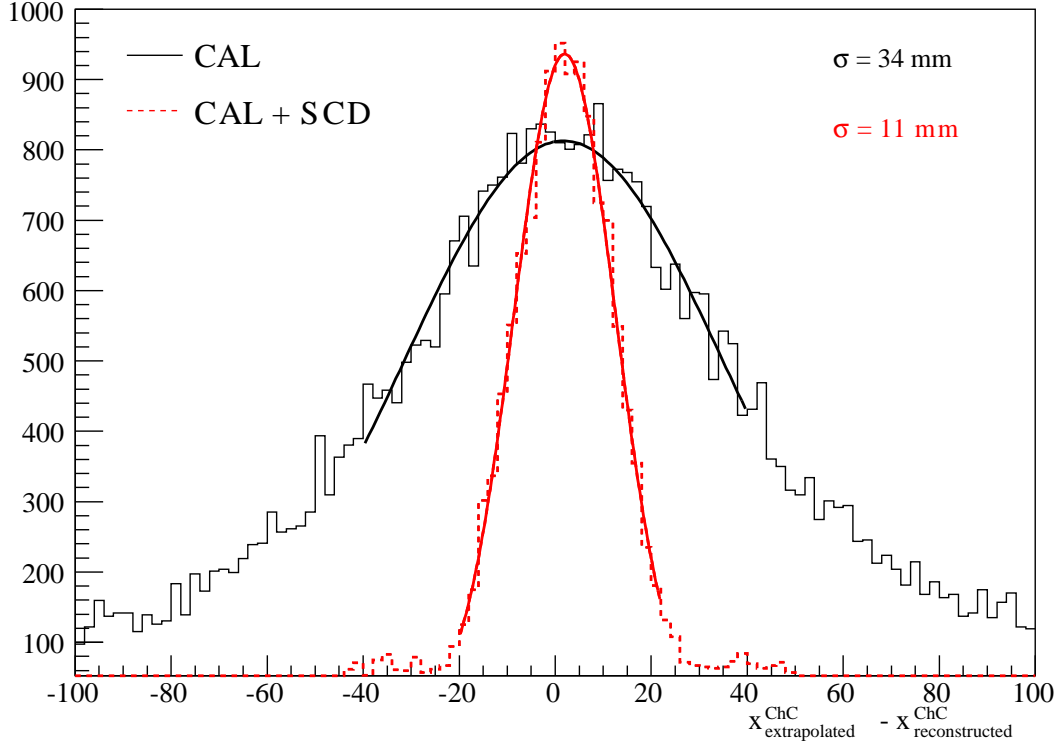


FIGURE 6.5 – Erreur sur la position en X du point d'impact de la particule incidente avec le plan de photo-multiplicateur en utilisant uniquement le calorimètre (en ligne continue) et en utilisant la combinaison calorimètre SCD (en pointillés). Figure tirée de [144].

6.3 Reconstruction de la charge avec CherCam et incertitudes

La reconstruction de la charge dans CherCam est plus complexe et nécessite les informations des deux détecteurs précédents. Comme nous l'avons vu, CherCam utilise le nombre de photons Cherenkov créés par le passage de la particule incidente dans un milieu radiateur pour reconstruire la charge. En effet, pour une même épaisseur traversée, le nombre de photons créés est proportionnel à la charge de la particule au carré. Nous ne sommes pas sensibles au nombre de photons créés mais au nombre de photons détectés et le rapport de ces deux nombres, qui constitue l'efficacité de collection, varie d'évènement en évènement. Une grande partie de l'analyse est donc dédiée à l'estimation de l'efficacité de collection.

6.3.1 Méthode de reconstruction

La méthode de reconstruction est expliquée en détail dans la thèse de A. Putze [144] mais nous allons brièvement la décrire. L'analyse se déroule comme suit. On commence par estimer une trajectoire grossière de la particule incidente. On va ensuite balayer les points d'impacts possibles de la particule incidente sur le plan de détection à partir de la zone trouvée à l'étape un. Pour chaque point, on simule le motif des photons Cherenkov générés par une particule ayant la trajectoire reconstruite et on le compare au motif observé. À l'issue du balayage, on est capable de déterminer le

6.3 Reconstruction de la charge avec CherCam et incertitudes

photo-multiplicateur traversé par la particule incidente. Dans cette nouvelle zone, on va minimiser les paramètres de la trajectoire afin d'obtenir un motif simulé le plus proche possible du motif observé.

Estimation de la trajectoire de la particule Il s'agit de l'algorithme présenté dans la section précédente. La direction et la position de la particule sur le plan de l'aérogel sont extrapolées grâce aux informations issues de la combinaison calorimètre + SCD.

Amélioration de la position reconstruite du point d'impact de la particule incidente sur le plan de photo-multiplicateur La deuxième étape consiste à rechercher le photo-multiplicateur touché par la particule incidente. Le motif des photons sur le plan de photo-multiplicateurs est très dépendant de la direction de la particule incidente et de son point d'impact sur le plan d'aérogel. On va donc commencer par fixer l'angle d'incidence à celui estimé par l'algorithme précédent et effectuer un balayage de la position du point d'impact. Pour chaque position, on simule des événements et on compare le motif obtenu au motif observé. La simulation Monte-Carlo utilisée pour générer les événements est un code de traçage des photons optiques dans CherCam. Afin d'être efficace, le Monte-Carlo doit reproduire au mieux le détecteur et les phénomènes physiques qui s'y déroulent. Le programme prend en compte la physique optique du détecteur telle que la génération de photons Cherenkov et Rayleigh, leur diffusion et leur absorption, mais aussi leur réflexion et leur diffusion aux interfaces. Ce programme modélise aussi la collection des photons au niveau des photo-multiplicateurs et le déclenchement des cascades électroniques. La comparaison du motif obtenu à l'aide de la simulation et du motif observé est effectuée en calculant, pour chaque photo-multiplicateur, la vraisemblance entre les signaux des photo-multiplicateurs réels et simulés. Une fois le point de plus haute vraisemblance déterminé, on est capable d'identifier le photo-multiplicateur touché par la particule incidente. Cela permet un raffinement de l'ajustement de la trajectoire en effectuant une minimisation utilisant MINUIT. L'identification de ce photo-multiplicateur permet de l'exclure de l'ajustement car dans le cas contraire, il peut faire apparaître des minima locaux qui biaisent l'ajustement.

Détermination de la charge Dans un troisième temps, on effectue l'ajustement à la fois de l'angle et de la position de la trace par minimisation de la fonction de vraisemblance. À l'aide des données réelles et des données simulées à partir de cette nouvelle trajectoire, on peut reconstruire la position de l'anneau Cherenkov. Le calcul de la charge nécessite, une fois de plus, l'utilisation de la simulation. En effet, l'efficacité de collection des photons Cherenkov par les photo-multiplicateurs varie selon la trajectoire des événements. Le Monte-Carlo sert donc à estimer l'efficacité de collection ϵ pour chaque événement. Une fois cette dernière connue, la charge peut être calculée en utilisant la formule :

$$Z = \sqrt{\frac{N_{rec} \cos \theta}{N_{prod}^{Z=1} \epsilon}}, \quad (6.2)$$

où N_{rec} est le nombre de photons mesurés par les photo-multiplicateurs, θ est l'angle d'incidence de la particule et $N_{prod}^{Z=1} = 34$ est le nombre de photons détectés pour une particule d'incidence normale et de charge $Z = 1$ pour un détecteur idéal.

6.3.2 Incertitudes sur la charge dans le cas idéal

Il existe plusieurs facteurs susceptibles de dégrader la résolution en charge. Tout d'abord, dans un cas idéal sans particule secondaire, la résolution en charge peut-être déduite de la formule 6.2 :

$$\Delta Z = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{N_{rec}^{Z=1}} + \left(Z \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(Z \frac{\Delta \cos \theta}{\cos \theta}\right)^2}. \quad (6.3)$$

Si les erreurs sur la trajectoires et les efficacités sont suffisamment faibles, ce sont les fluctuations statistiques sur le nombre de photons détectés (le terme en $\sqrt{\frac{1}{N_{rec}^{Z=1}}}$) qui dominent. Dans ce cas, l'intérêt d'un imageur comme CherCam est d'avoir une résolution indépendante de la charge de la particule, ce qui permet la mesure des éléments lourds (jusqu'à $Z = 30$).

6.3.3 Incertitudes supplémentaires

L'intégration de CherCam dans la simulation complète, utilisée conjointement avec le programme d'analyse, a permis de mettre en évidence un autre phénomène capable de dégrader la résolution. Par rapport à la simulation de CherCam seule, l'intégration de CherCam dans la simulation complète a modifié sensiblement la résolution attendue du détecteur. La figure 6.6 montre l'évolution de la précision de la mesure de la charge de l'oxygène pour la simulation de CherCam seul, la simulation CREAM sans le calorimètre et la simulation complète. Au fur et à mesure que l'on ajoute des sous-détecteurs dans la simulation, la résolution sur la charge mesurée dans CherCam se dégrade. La figure montre aussi la résolution mesurée à partir des données réelles. On constate que la résolution est moins bonne dans les données réelles que dans la simulation. Ceci nous indique un défaut dans la simulation mais nous reviendrons sur ce point plus tard.

6.3.3.1 Production de photons tertiaires

Bien que des différences subsistent entre les données simulées et les données réelles tâchons de voir ce que l'on peut apprendre de la simulation. Tout d'abord on observe que lors de l'ajout des autres sous-détecteurs, ce n'est pas le calorimètre qui contribue le plus à la dégradation de la résolution. Ceci permet donc de supposer que ce sont les particules produites au-dessus de CherCam qui contribuent le plus au bruit de CherCam. Actuellement la simulation ne traite pas les interactions des particules chargées avec l'électronique des photo-multiplicateurs et la dégradation de la résolution dans la simulation est attribuable à l'existence de photons optiques supplémentaires. Ces photons, que l'on peut qualifier de tertiaires, sont issus de particules secondaires créées par la particule incidente et qu'il nous faut identifier.

Les figures 6.7 sont issues d'une simulation où des oxygènes de 1 TeV sont envoyés uniformément au-dessus de CREAM en incidence normale. La figure supérieure montre l'altitude de production des particules parents de chaque photon détecté, pondérée par le nombre de photons produits par chaque parent. Elle est définie par rapport à la surface inférieure du calorimètre. Sur la figure supérieure, le bin le plus à droite correspond à un parent produit à 1300 mm, il s'agit de l'oxygène incident qui créé environ un millier de photons, soit 25 % des photons produits. Puisque cette distribution ne prend en compte que les photons détectés sur le plan de détection de CherCam, elle est représentative de la quantité de matière de chaque partie du détecteur pondérée par la longueur d'absorption des particules secondaires. En effet, plus la matière est présente au-dessus de CherCam, plus le nombre de photons créés sera important. Cependant, la matière absorbe aussi ces photons qui ne sont alors pas détectés. Sur la figure, on constate un grand nombre de photons issus de particules produites

6.3 Reconstruction de la charge avec CherCam et incertitudes

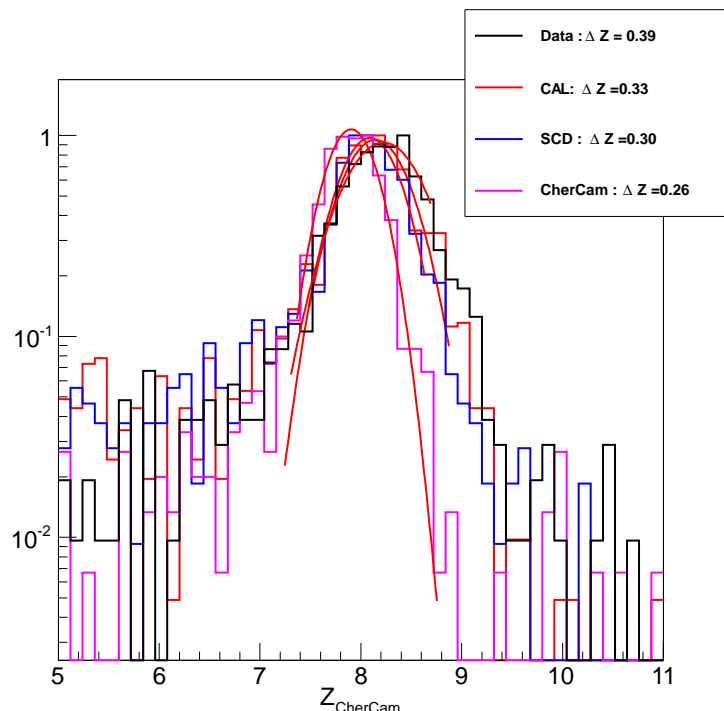


FIGURE 6.6 – Résolution de CherCam pour les données de vol (noir), la simulation complète (rouge), la simulation sans le calorimètre (bleu) et la simulation de CherCam seul (rose). Les simulations sont effectuées à 1 TeV et les données réelles ne comprennent que les événements ayant une énergie $E < 1.6$ TeV. Au fur et à mesure que des détecteurs sont ajoutés la résolution en charge de CherCam diminue. L'ajout du SCD et du calorimètre permet d'expliquer une partie des différences de résolutions obtenus avec les données réelles et la simulation de CherCam.

dans la partie inférieure de CherCam, c'est-à-dire ses photo-multiplicateurs. De même le Cherenkov Detector, situé juste au-dessus de CherCam contribue aussi significativement malgré un grammage faible ($\sim 0.47 \text{ g/cm}^2$). Cependant, en l'absence du CD on peut s'attendre à une augmentation du nombre de photons tertiaires dus au TCD car une partie des secondaires produits dans le TCD sont absorbés dans le CD. De manière surprenante, dans cette simulation où le détecteur le plus bas est le SCD, on trouve tout de même quelques photons qui sont issus de secondaires produits dans le SCD. Ce sont des secondaires qui sont émis vers le haut et qui traversent le verre des photo-multiplicateurs de CherCam en produisant de la lumière Cherenkov. La figure 6.7 du bas représente la distribution de l'altitude de production des photons tertiaires (par opposition aux photons secondaires produits par la particule incidente, ceux-ci sont produits par une particule elle-même secondaire). Un très grand nombre de photons ($\sim 85\%$) ne sont pas produits dans l'aérogel mais dans le verre des photo-multiplicateurs lorsqu'une particule les traverse. Lors du passage d'une particule à travers un photo-multiplicateur tous les photons émis sont collectés dans ce dernier et le signal est donc plus fort que celui dans les photo-multiplicateurs avoisinants. Cependant cette information est difficilement utilisable dans l'analyse car ces photo-multiplicateurs, qui reçoivent un signal très fort, satureront si bien que leur signal n'est pas proportionnel à celui de la particule incidente.

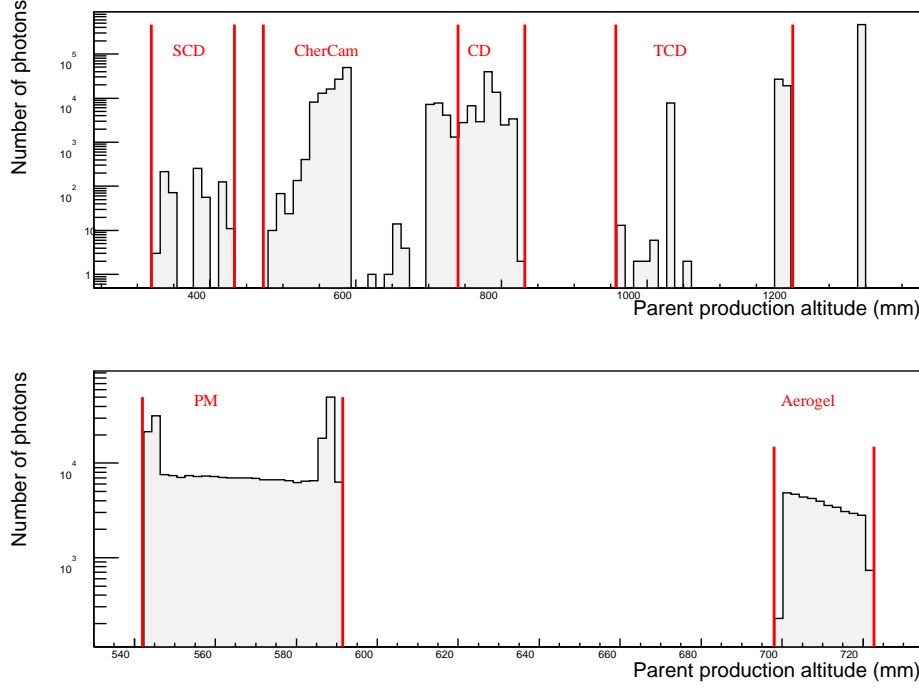


FIGURE 6.7 – Altitude de production du parent de chaque photon détecté dans CherCam (haut). Altitude de production des photons tertiaires (bas). L'altitude est définie par rapport à la surface inférieure du calorimètre.

6.3.3.2 Caractérisation des particules secondaires

Il nous faut maintenant savoir quels sont les secondaires qui produisent ces photons tertiaires. La distribution des charges des secondaires pondérée par le nombre de photons qui sont produits par chaque secondaire est représentée à la figure 6.8. Cette distribution nous renseigne sur au moins deux processus. Tout d'abord on observe des particules de charges élevées qui proviennent de la fragmentation de la particule incidente. Ceci nous indique qu'il y a effectivement de la fragmentation dans le détecteur et donc une contamination des basses charges par les hautes charges. Cependant cela n'explique pas la dégradation de la résolution sur la mesure de la charge de l'oxygène car, dans les événements fragmentés, la charge mesurée est inférieure à 8 et elle n'intervient pas dans l'ajustement de la gaussienne centrée sur 8 (cf. figure 6.6).

Hors le problème de fragmentation, on peut observer la prépondérance de particules de charges -1. Ces particules sont, à l'exception de quelques π^- , des électrons de *knock-on* aussi appelés *delta-rays*. Il s'agit d'électrons de la matière éjectés de leur orbitale atomique par le passage d'une particule chargée incidente. L'énergie cinétique T des *delta-rays* est distribuée selon la formule [70] :

$$\frac{d^2 N}{dT dx} = \frac{1}{2} K Z^2 \frac{z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F(T)}{T^2}$$

où Z et β sont la charge et la célérité de la particule incidente, z et A la charge et la masse du matériau et $F(T)$ un facteur proche de 1 pour $T \ll T_{max} \approx 4500$ MeV [70].

Les énergies initiales des *delta-rays* ayant généré des photons sont représentées sur la figure 6.9. On observe qu'à haute énergie, la distribution correspond bien à une loi en $\frac{1}{T^2}$ tandis qu'à basse

6.3 Reconstruction de la charge avec CherCam et incertitudes

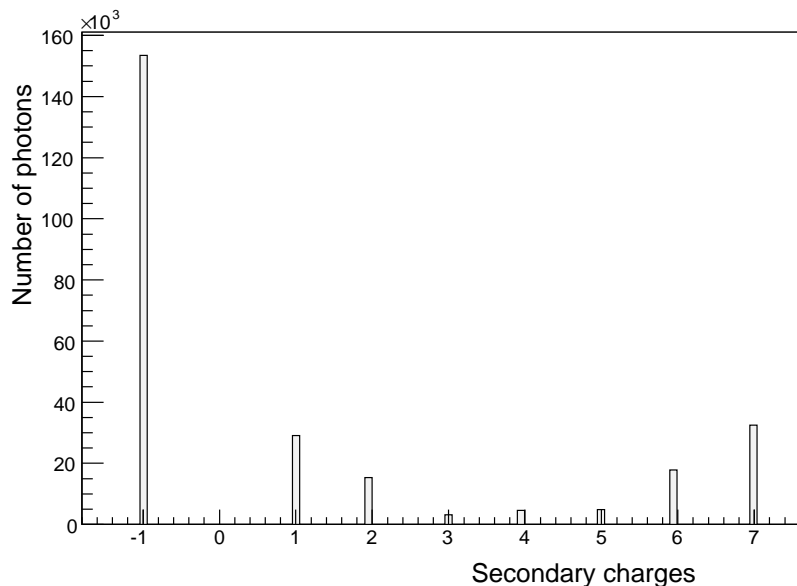


FIGURE 6.8 – Distribution des charges des parents de chaque photon tertiaire détecté dans CherCam.

énergie moins d'électrons sont observés. Ceci peut être attribué aux pertes d'énergies et à la coupure sur le seuil Cherenkov des *delta-rays*. En effet, même si certains électrons sont au-dessus du seuil Cherenkov au moment de leur création, ils peuvent perdre de l'énergie et passer sous le seuil lors de leur propagation et ceci modifie la distribution au-dessus du seuil. En zoomant sur les énergies proches du seuil on constate que les énergies les plus basses autorisées sont de ~ 0.2 MeV. Ce seuil correspond à l'indice du verre des photo-multiplicateurs de 1.49 et qui est l'indice le plus élevé de CherCam. Le seuil Cherenkov de l'aérogel est à 1.6 MeV, plus de la moitié des électrons sont sous ce seuil et on retrouve donc le fait que l'aérogel n'est pas le principal producteur de photons tertiaires.

6.3.4 Mesure de la charge dans CherCam en fonction de l'énergie

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la dépendance énergétique de la mesure de la charge et de la résolution en charge. Lors d'une mesure de flux, plus que sa valeur absolue, c'est son évolution en fonction de l'énergie qui est intéressante. Pour caractériser cette dernière correctement, il est judicieux de s'affranchir des dépendances énergétiques instrumentales au maximum. En particulier une évolution de la résolution d'un détecteur se traduit par une modification de son efficacité d'identification. On peut déjà remarquer que les particules albédoes, dont le nombre augmente avec l'énergie, et plus particulièrement celles émises en direction du plan de détection peuvent dégrader la résolution. Lors de leurs traversées des photo-multiplicateurs, elles peuvent déclencher une avalanche électronique et ainsi générer des signaux intempestifs. De plus, si ces particules traversent le plan de l'aérogel, elles génèrent à leur tour des photons Cherenkov venant s'ajouter à ceux émis par la particule incidente. Les particules albédoes et les photons qu'elles produisent sont dirigés vers la partie supérieure du détecteur. Par conséquent on peut éliminer ce bruit en plaçant un matériau absorbant les photons sur la couche supérieure de l'aérogel (voir fig 5.5). Malgré ces précautions, le bruit causé par les particules albédoes s'intensifie avec l'énergie de la particule incidente et peut causer de sérieux problèmes d'identification à haute énergie.

D'autre part, la compréhension du détecteur possède encore quelques zones d'ombre. Tout d'abord, contrairement au SCD pour lesquels la mesure de la charge est indépendante de l'énergie de la parti-

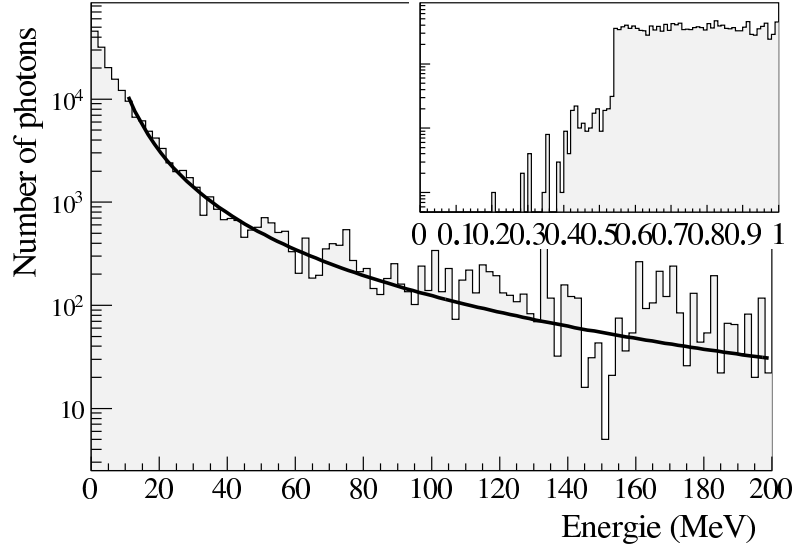


FIGURE 6.9 – Énergie cinétique (en MeV) du parent de chaque photon tertiaire détecté dans CherCam.

cule incidente, la charge mesurée dans CherCam varie avec l'énergie. La figure 6.10 montre l'évolution de la charge moyenne mesurée dans CherCam d'un échantillon d'oxygène en fonction de l'énergie (les barres d'erreurs correspondent à l'erreur sur l'estimateur de la charge moyenne). L'échantillon est obtenu à partir des événements identifiés comme oxygène avec les deux SCDs ($|Z_{\text{bottom}} - 8| < 0.5$ et $|Z_{\text{top}} - 8| < 0.5$). Afin de limiter l'impact des événements catastrophiques (reconstruits par CherCam à plus de 2 unités de charge de la charge exacte), ils sont exclus de l'échantillon utilisé. Cela permet de définir un estimateur de la moyenne (et de la variance) plus proche de celui obtenu par ajustement d'un gaussienne.

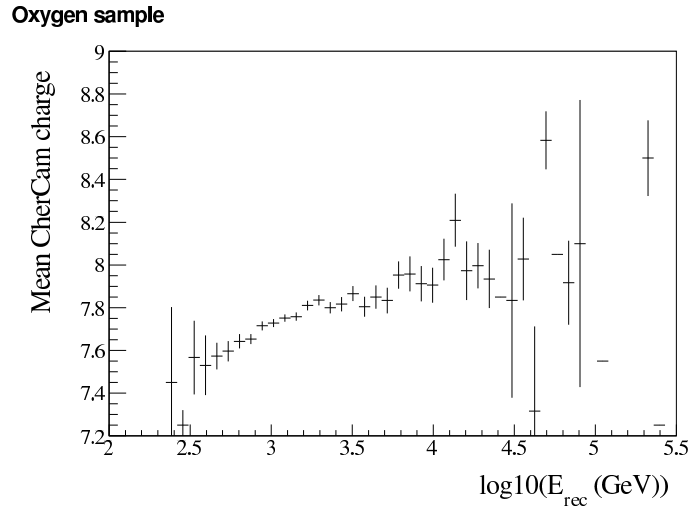


FIGURE 6.10 – Évolution de la charge moyenne mesurée dans CherCam en fonction du logarithme de l'énergie pour un échantillon d'oxygène. Les barres d'erreurs représentent l'erreur sur la charge moyenne. L'échantillon est obtenu à partir des mesures de charge des SCDs.

6.4 Conclusion : spectres en charge des 3 sous-détecteurs

Malgré une faible statistique à haute énergie on remarque que la charge moyenne mesurée dans CherCam se décale de presque une unité de charge entre 100 GeV et 100 TeV. Cette dépendance énergétique est probablement due aux particules albédoes qui remontent dans les pixels de CherCam dont le nombre augmente avec l'énergie. Lorsque ce nombre devient trop important, le signal des particules albédoes forme un fond uniforme qu'il est difficile de distinguer du signal des photons. En effet, lorsqu'un bruit important survient dans un seul photo-multiplicateur, sa probabilité que ce signal soit dû à des photons est alors très faible et le photo-multiplicateur est exclu de l'analyse. Cependant, un bruit diffus induit une diminution plus faible de cette probabilité mais dans plusieurs photo-multiplicateurs. Si la probabilité est encore suffisante, les photo-multiplicateurs sont gardés dans l'analyse et la composante passe inaperçue. Cet effet important peut induire une diminution de la résolution de CherCam. Même si la résolution de CherCam reste la même à toutes les énergies, si la valeur moyenne de la charge mesurée change, la distribution des charges mesurées intégrée sur toutes les énergies sera plus large. On peut donc tenter de surmonter ce problème en appliquant un facteur correctif sur la charge mesurée en fonction de l'énergie pour rendre sa moyenne constante à toutes les énergies mais ceci n'améliore pas la résolution. En fait c'est compréhensible car, à cause de la loi de puissance du rayonnement cosmique, ce sont les événements de basses énergies qui vont dominer dans l'estimation de la résolution et les événements de moyennes et hautes énergie ne joueront qu'un rôle mineur. On va maintenant s'intéresser à l'évolution de la résolution en charge de CherCam en fonction de l'énergie. Puisqu'à haute énergie, la statistique n'est pas suffisante pour ajuster une gaussienne sur les distributions en charge mesurée, et pour obtenir la résolution, on étudie directement la dispersion des points de données des échantillons d'oxygène. Celle-ci est représentée sur la figure 6.11. Le résultat montre une forte dépendance de la résolution avec l'énergie, au moins jusqu'à 3 TeV, où la résolution atteint 0.5 unité de charge.

Les conséquences d'une telle dépendance avec l'énergie sur l'estimation de l'efficacité de la coupure sur la charge mesurée dans CherCam doivent aussi être considérées. En effet, une particularité de cette analyse est de n'utiliser que très faiblement la simulation et de privilégier l'estimation des efficacités avec les données de vol. L'efficacité dépend directement de la résolution en charge du détecteur et par conséquent toutes les incertitudes sur la dépendance énergétique de la résolution se translatent dans l'estimation de l'efficacité.

CherCam produit tout de même une mesure indépendante de la charge des particules que nous allons pouvoir utiliser dans le cadre d'une procédure de validation. Par la suite nous verrons comment cette mesure nous permettra d'estimer les efficacités d'identification des deux plans de SCD.

6.4 Conclusion : spectres en charge des 3 sous-détecteurs

Dans CREAM-III, 3 sous-détecteurs peuvent être utilisés pour mesurer la charge des particules : les deux plans de SCD ainsi que CherCam. Au-delà de $Z=2$, la résolution de la charge est une gaussienne dans chaque sous-détecteur (pour le SCD, la distribution est proche d'une distribution de Landau convoluée avec une gaussienne pour $Z=1$ et $Z=2$). La figure 6.12 montre les distributions des charges mesurées (aussi appelées spectres de charge) par les 3 sous-détecteurs. On constate que les résolutions des deux plans de SCD sont similaires tandis que la résolution de CherCam est sensiblement moins bonne. À titre d'exemple, les résolutions de la mesure de la charge de l'oxygène sont $\sigma_{\text{bottom}} = 0.27$, $\sigma_{\text{top}} = 0.26$ et $\sigma_{\text{CherCam}} = 0.40$. Pour le groupe d'éléments B, C, N et O, CherCam apporte donc peu d'informations. On peut toutefois envisager une utilisation future pour la reconstruction des flux de protons et d'hélium, voire même de lithium et de béryllium. En effet, on constate que dans les SCD,

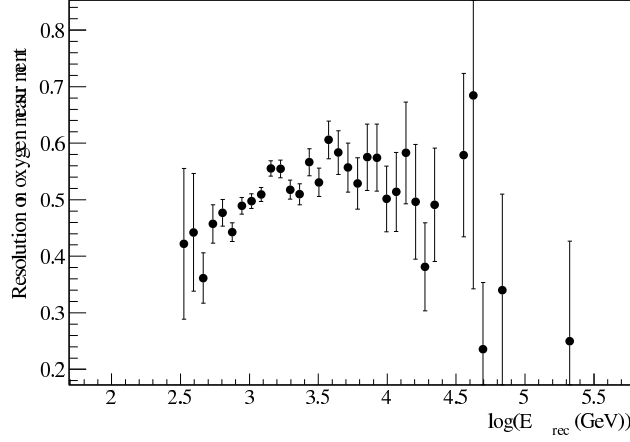


FIGURE 6.11 – Résolution sur la mesure de la charge de l’oxygène dans CherCam.

les distributions des protons et des héliums possèdent des queues qui se propagent jusqu’aux charges ~ 5 . Elles proviennent des fluctuations dans les dépôts d’énergie dues à leur nature stochastique. Pour une énergie déposée moyenne fixée, la distribution de l’énergie déposée s’apparente à une loi de Landau. Dans le cas de CherCam, à basse charge, la résolution est principalement gouvernée par la fluctuation sur le nombre de photons détectés qui est de nature poissonnienne. Une telle fluctuation ne produit pas la queue de distribution observable dans les plans du SCD. Un tel avantage pourrait être exploité pour la reconstruction des flux de lithium et de béryllium, pour lesquels la contamination dans les SCDs due aux protons et aux héliums est extrêmement importante. En attendant, dans cette analyse CherCam joue un rôle important dans l’estimation des efficacités d’identification des top et bottom SCD. Puisque sa mesure de charge est indépendante, on peut créer des échantillons de chaque espèce qui peuvent être utilisés pour tester la réponse au passage de ces charges à travers le bottom et le top SCD. Afin de créer des échantillons suffisamment purs, deux sous-détecteurs sont nécessaires, et puisque l’on ne peut pas utiliser le même détecteur pour créer les échantillons et mesurer sa réponse, au total 3 détecteurs sont indispensables. Tout ceci sera expliqué en détail dans la section 8.2.

6.4 Conclusion : spectres en charge des 3 sous-détecteurs

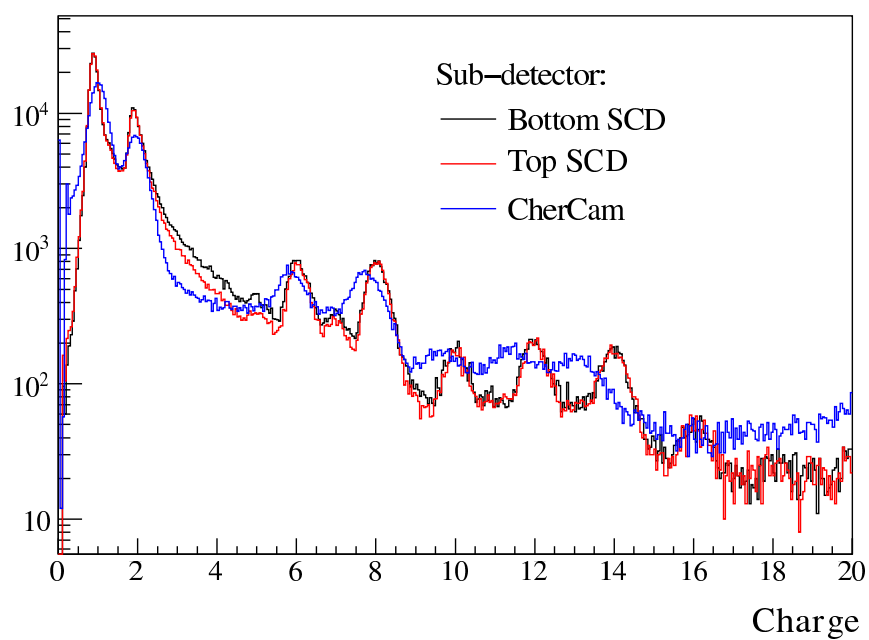


FIGURE 6.12 – Spectres de charge bruts(aucune coupure), mesurés par les 3 sous-détecteurs.

Quatrième partie

Reconstruction des flux des noyaux

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la mesure des flux et des rapports du rayonnement cosmique est l'objectif de l'expérience CREAM. Dans cette partie, nous nous consacrerons à la reconstruction des flux et des rapports avec les données du troisième vol de CREAM ayant eu lieu entre le 19 décembre 2007 et le 17 janvier 2008. La mesure prioritaire est la mesure du rapport bore sur carbone, dont l'estimation passe par la reconstruction des flux B et C. La méthode d'analyse est suffisamment générique pour reconstruire d'autres flux tels que ceux de l'azote et de l'oxygène. Par ailleurs, nous verrons que connaître ces flux nous permet de contrôler la contamination due aux azotes et aux carbones mal identifiés. La contamination due à l'hydrogène et à l'hélium est a priori beaucoup moins probable, cependant leurs abondances sont beaucoup plus grandes que celles des autres éléments et au final leur contamination n'est pas négligeable. On calculera donc aussi les flux d'hydrogène et d'hélium. Ces flux serviront aussi à contrôler la procédure d'analyse car ils pourront être comparés avec ceux issus de l'analyse des flux H et He effectuée par la collaboration.

La formule du flux

Un flux représente le nombre de particules d'une espèce donnée passant à travers une surface de détection par unité de temps, de surface, d'énergie et d'angle solide. Si le flux est homogène, isotrope et stationnaire, son expression s'écrit :

$$\phi(E) = \frac{\langle N_{tot} \rangle}{\Delta E \cdot T \cdot GF}$$

où $\langle N_{tot} \rangle$ représente le nombre moyen de particules d'énergie comprise entre E et $E + \Delta E$ qui passent à travers le détecteur pendant un temps T . La quantité GF représente le facteur géométrique du détecteur, c'est-à-dire l'intégrale de son angle solide sur toute la surface de détection. On ne mesure pas N_{tot} mais seulement une fraction pour plusieurs raisons. D'abord, certaines particules passent à travers le détecteur sans déclencher l'acquisition. La fraction d'évènements déclenchant l'acquisition se nomme efficacité de déclenchement ϵ_{trig} . D'autre part, pour certains évènements, l'information enregistrée par les détecteurs n'est pas suffisante pour identifier la charge et l'énergie de la particule et ces évènements sont rejetés de l'analyse. La fraction d'évènements gardés est nommée efficacité des coupures ϵ_{cut} . Pour une réalisation de l'expérience, qui correspond à un nombre $N(E)$ d'évènements gardés dont l'énergie est comprise entre E et $E + \Delta E$, on utilise comme estimateur $\tilde{\phi}(E)$ du flux, la formule suivante :

$$\tilde{\phi}(E) = \frac{N(E)}{\Delta E \cdot \tilde{T} \cdot \tilde{GF} \cdot \tilde{\epsilon}_{trig} \cdot \tilde{\epsilon}_{cut}} \quad (6.4)$$

où les variables avec le tilde correspondent à un estimateur des variables sans le tilde.

En pratique, la mesure de $N(E)$ n'est pas immédiate pour deux raisons principales. Les détecteurs possèdent des résolutions finies et il est possible de commettre des erreurs dans l'attribution de la charge et de l'énergie des particules. Lorsque la charge est mal reconstruite, une particule peut-être identifiée comme une autre, on parle de contamination des espèces. La mauvaise reconstruction de l'énergie peut impliquer qu'une particule soit placée dans le mauvais bin en énergie, on parle de convolution de la distribution des évènements avec la réponse en énergie du détecteur. Pour obtenir $N(E)$, on devra donc supprimer les contaminations et déconvoluer de la réponse du détecteur.

Après le calcul de $N(E)$ et l'estimation des différents termes de l'équation 6.4, on obtiendra le flux mesuré au niveau de l'instrument. Cependant, celui-ci ne représente pas le flux hors de l'atmosphère. Nous avons vu lors de l'étude sur la propagation du rayonnement cosmique que sa composition était modifiée lors de la propagation par l'interaction de ce dernier avec la matière du milieu interstellaire via le processus de fragmentation. Le même phénomène se produit lors de la traversée de l'atmosphère et même dans les parties du détecteur situées au-dessus des détecteurs sensibles. Connaissant la composition du détecteur et de l'atmosphère, on mettra en place une procédure permettant de retro-propager les flux en dehors de l'atmosphère afin d'obtenir les flux finaux.

Cette partie est donc organisée comme suit. On commencera par estimer le temps de vol T de l'instrument. Ensuite, on procédera à l'identification des particules en leur attribuant une charge et une énergie, puis on déconvoluera de la résolution en énergie du détecteur. On évaluera et supprimera alors la contamination des éléments et on appliquera les efficacités ϵ_{cut} . On obtiendra alors les flux au niveau du détecteur en estimant et en corrigeant de l'acceptance du détecteur ($\tilde{G}F \cdot \tilde{\epsilon}_{\text{trig}}$). Il ne restera plus qu'à rétro-propager les flux hors de l'atmosphère pour obtenir les flux finaux.

Chapitre 7

Reconstruction de la distribution en énergie des évènements sélectionnés

7.1 Sélection des données et calcul du temps d'exposition

La première étape consiste à sélectionner les lots de données prises pendant une période où le détecteur était stable. On voudra ensuite calculer la durée correspondante à ces périodes.

7.1.1 Sélection des périodes stables

Les données sont agencées par paquets ayant chacun une durée de $\Delta T = 3000$ s (qu'on appellera une période). On définit les périodes stables comme celles ayant un taux de déclenchement proche de celui attendu. Le taux de déclenchement correspond au nombre moyen d'évènements pendant une seconde. Il est estimé à partir du nombre d'évènements $N_{\Delta T}$ par période : $\text{Rate} = N_{\Delta T} / \Delta T$. On calcule ensuite les moments d'ordre un et deux de la distribution des taux de déclenchement de l'ensemble des périodes. Cette distribution (en bas) ainsi que le taux de déclenchement en fonction du temps (en haut) sont représentés sur la figure 7.1. Sur la figure supérieure, on peut voir deux périodes où le détecteur a un taux de déclenchement anormal qui peut être dû à un dysfonctionnement dans un des sous-détecteurs. On observe aussi des périodes durant lesquelles aucun évènement n'est enregistré. Hormis ces périodes, on constate sur la figure du bas que la distribution des taux de déclenchement est relativement gaussienne. Cette gaussienne est de moyenne 0.54 Hz et d'écart-type 0.03 Hz. Les périodes sont gardées pour l'analyse si leur taux de déclenchement est à moins de 3 sigmas de la moyenne. Les périodes gardées représentent 25.7 jours de données, soit 94.5% du temps total de vol.

7.1.2 Calcul du temps d'exposition

La durée cumulée des périodes stables ne représente pas le temps actif du détecteur. Il faut aussi prendre en compte le temps mort qui suit l'acquisition de chaque évènement. Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, CREAM est équipé de deux systèmes de déclenchement de l'acquisition : déclenchement par le calorimètre et déclenchement par le TCD. Dans cette analyse, nous nous consacrons uniquement aux évènements déclenchés par le calorimètre. Après l'acquisition d'un évènement, il existe une période pendant laquelle l'acquisition d'un nouvel évènement est bloquée pour que le système d'acquisition de CREAM enregistre l'évènement courant et que chaque détecteur soit à nouveau opérationnel. Le temps d'exposition n'est donc pas simplement la durée intégrée de toutes les périodes stables, mais doit être corrigé du temps mort. Pour cela, CREAM est équipé de plusieurs

7.1 Sélection des données et calcul du temps d'exposition

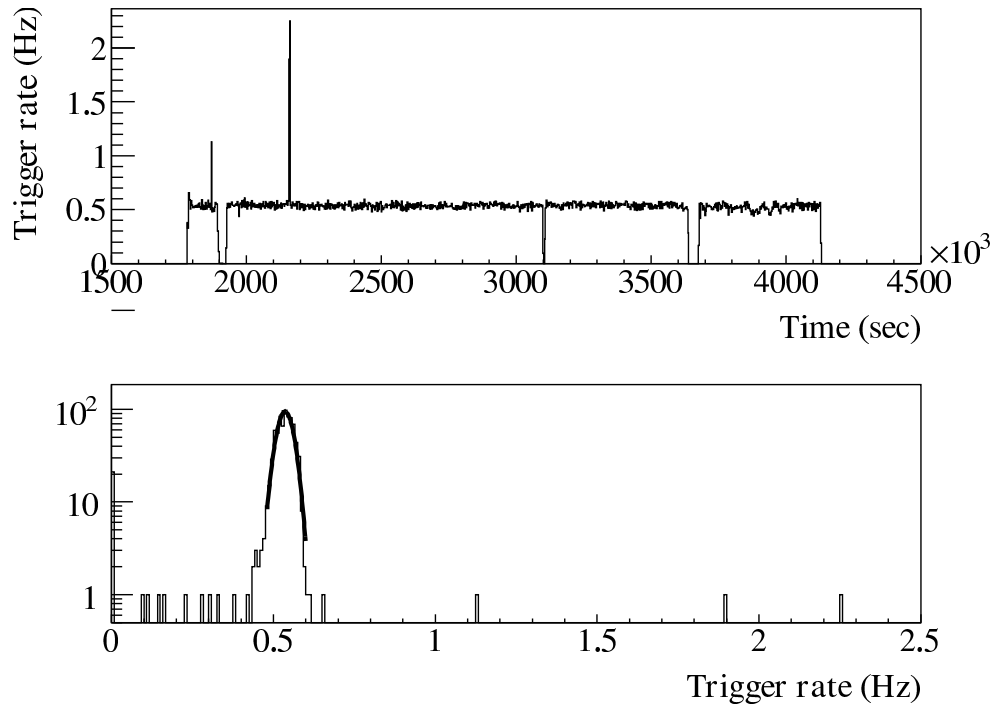


FIGURE 7.1 – En haut : taux de déclenchement en fonction du temps. En bas : distribution des taux de déclenchement.

horloges et la mesure de la fraction de temps mort est effectuée régulièrement par l'électronique embarquée et enregistrée par le logiciel d'*housekeeping* qui permet de contrôler les paramètres de l'instrument et des détecteurs (température, tension, temps mort ...). Dans cette étude, le temps d'exposition est calculé pour chaque période stable puis intégré sur l'ensemble des périodes. Pour chaque période stable, la durée d'exposition est calculée comme le produit du temps total de la période ΔT et de la fraction de temps opérationnel moyen intégré durant cette période $\langle \epsilon^{\text{actif}} \rangle$. La durée de la période est prise comme l'intervalle de temps entre le premier et le dernier évènement de la période et la variable de temps utilisée est *CRM_TimeInSec*.

On moyenne la fraction de temps opérationnel car ces périodes sont longues devant l'intervalle de temps entre deux acquisitions des données *housekeeping* (~ 5 s), si bien que la valeur de cette fraction peut varier durant la période. Dans les évènements *housekeeping*, c'est la variable *HSK_LiveToTotalRatio* qui contient l'information sur la fraction de temps mort. En intégrant sur l'ensemble des périodes i , le temps d'exposition T et la fraction F de temps opérationnel s'écrivent :

$$T = \sum_{i=1}^{N_{\text{périodes}}} \Delta T_i \langle \epsilon_i^{\text{actif}} \rangle$$

$$= 2203250 \text{ s} = 25.5 \text{ jours}$$

et

$$F = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{periodes}}} \Delta T_i < \epsilon_i^{\text{actif}} >}{\sum_{i=1}^{N_{\text{periodes}}} \Delta T_i} = 99.37 \%$$

On remarque que la fraction de temps mort est inférieure à 1%. Ceci est dû à un taux de déclenchement très faible (~ 0.5 Hz) qui laisse à l'électronique tout le temps dont elle a besoin pour redevenir opérationnelle. Au final, sur les 28 jours de vol, on a donc un temps d'exposition correspondant à 25.5 jours.

7.2 Distribution des particules en fonction de l'énergie

7.2.1 Sélection des évènements : identification des particules

Nous allons maintenant nous intéresser à la coupure permettant l'identification des particules. Celle-ci est réalisée à l'aide des deux plans de SCD. Si la trajectoire dans le calorimètre est bien reconstruite et que les pixels du SCD traversés par la particule incidente sont identifiés, les mesures de charge des deux plans de SCD sont indépendantes pour les charges supérieures à 2 (à basse charge, on constate une corrélation entre les deux mesures, nous reviendrons sur ce point dans la section 8.2.4.2). La sélection des évènements est effectuée en demandant une coïncidence des charges mesurées dans les deux plans. La distribution des charges reconstruites dans les deux plans est représentée sur la figure 7.2. Les évènements gardés sont ceux à l'intérieur des carrés. Les carrés ont une longueur d'une unité de charge et sont centrés sur la valeur entière de chaque charge. Mathématiquement, on considérera donc qu'un évènement est de charge Z_i s'il satisfait les deux conditions :

$$|Z_{\text{bottom}} - Z_i| < 0.5 \quad \text{et} \quad |Z_{\text{top}} - Z_i| < 0.5,$$

où Z_{bottom} et Z_{top} sont les mesures de charge effectuées dans le Bottom et le Top SCD (la mesure de charge avec les SCDs est expliquée dans 6.2.2).

On compte ensuite le nombre d'évènements dans chaque carré pour avoir une première estimation du nombre N_i^{raw} de chaque élément de charge Z_i et dans chaque bin d'énergie. Les nombres $N_{\text{H}}^{\text{raw}}$, $N_{\text{He}}^{\text{raw}}$, $N_{\text{B}}^{\text{raw}}$, $N_{\text{C}}^{\text{raw}}$, $N_{\text{N}}^{\text{raw}}$ et $N_{\text{O}}^{\text{raw}}$ seront la base de nos calculs des flux H, He, B, C, N et O. Pour chacune des espèces, la distribution des évènements sélectionnés en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre est représentée sur la figure 7.3. Cette figure permet de se faire une première idée de l'abondance des différents éléments. On constate, par exemple, qu'à même énergie, les bores sont environ 100 fois moins présents que les protons et 10 fois moins présents que les carbones ou les oxygènes. Ces rapports d'abondances illustrent l'importance d'une bonne résolution en charge afin d'éviter autant que possible toute contamination des espèces peu abondantes comme le bore par des espèces plus abondantes. Nous reviendrons sur le sujet des contaminations dans les parties suivantes.

7.2.2 Énergie totale, énergie par nucléon, énergie déposée : binning utilisé

Historiquement, même si quelques rapports élémentaux sont donnés en fonction de la rigidité, la plupart sont donnés en fonction de l'énergie par nucléon. C'est ce format qui a été choisi pour cette analyse. Il faut comprendre ce qu'implique la mesure des flux en fonction de l'énergie par nucléon dans le cas de CREAM. Puisque son calorimètre est sensible à l'énergie totale, l'estimation de l'énergie par nucléon nécessite une estimation du nombre de nucléons dans la particule. Nous

7.2 Distribution des particules en fonction de l'énergie

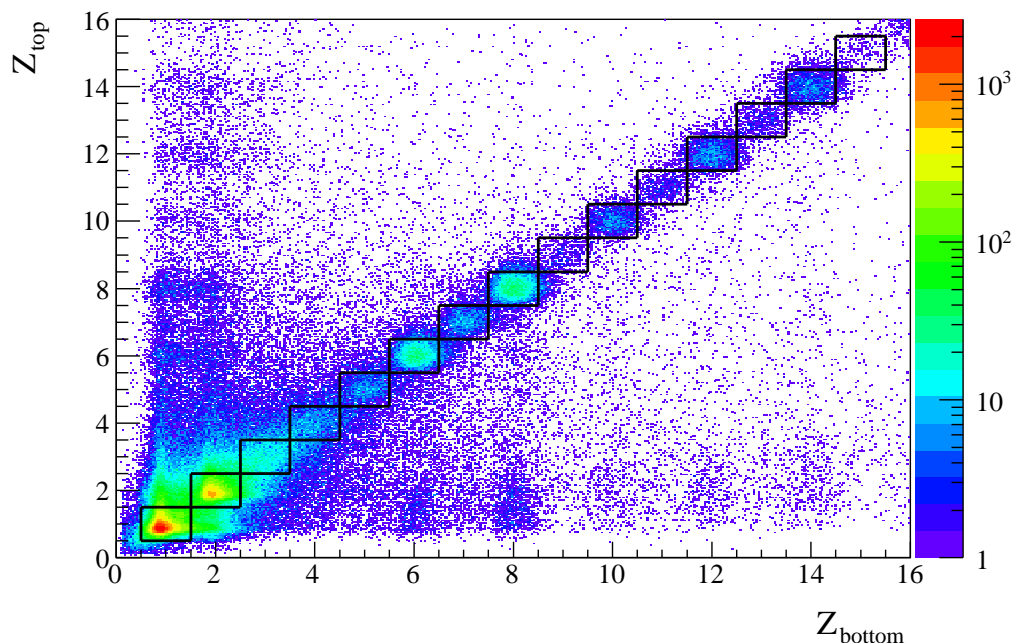


FIGURE 7.2 – Distribution intégrée sur toute les énergies des charges reconstruites par les deux plans de SCD. Les carrés comprennent les évènements qui passent la coupure de coïncidence.

considérons ici que les espèces du rayonnement cosmique mesurées sont dominées par la contribution d'un seul isotope. Cette hypothèse nous permet d'estimer l'énergie par nucléon d'une particule à partir de son énergie totale et de sa charge. L'estimation d'un rapport d'abondance en fonction de l'énergie par nucléon nécessite que la mesure des abondances des deux espèces soit effectuée en fonction du même binning en énergie par nucléon. Par conséquent, on doit utiliser des bins en énergie totale différents pour chaque espèce de façon à donner les mêmes binnings en énergie par nucléon. Les bins en énergie déposée de chaque espèce sont de la forme suivante : $[E_{min}^{nuc\ i} \times A_Z, E_{max}^{nuc\ i} \times A_Z]$ où A_Z représente le nombre de nucléons de l'espèce i dont la charge est Z . La borne inférieure de chaque bin est paramétrée en énergie déposée (MeV) comme suit :

$$E_i = E_0 A_Z 10^{0.2i}.$$

Un tel binning est qualifié de logarithmique car la largeur de ses bins apparaît constante sur une échelle logarithmique. Pour le rayonnement cosmique, l'intérêt d'un tel binning est de posséder des bins de plus en plus larges au fur et à mesure que l'énergie augmente et que le flux diminue. Cela permet de compenser en partie la perte de statistique induite par la baisse de flux. Le coefficient 0.2 influe sur la largeur des bins. Il a été choisi car il présente un bon compromis entre la statistique présente dans chaque bin et le nombre de bins qu'il représente.

Enfin, notons qu'une mauvaise identification de la charge entraîne une mauvaise reconstruction de l'énergie par nucléon de la particule. Dans le cas du rapport bore sur carbone, une mauvaise identification des carbones peut avoir des conséquences néfastes. Puisque le carbone possède un nucléon de plus que le bore, l'énergie par nucléon d'un carbone identifié comme un bore sera reconstruite plus

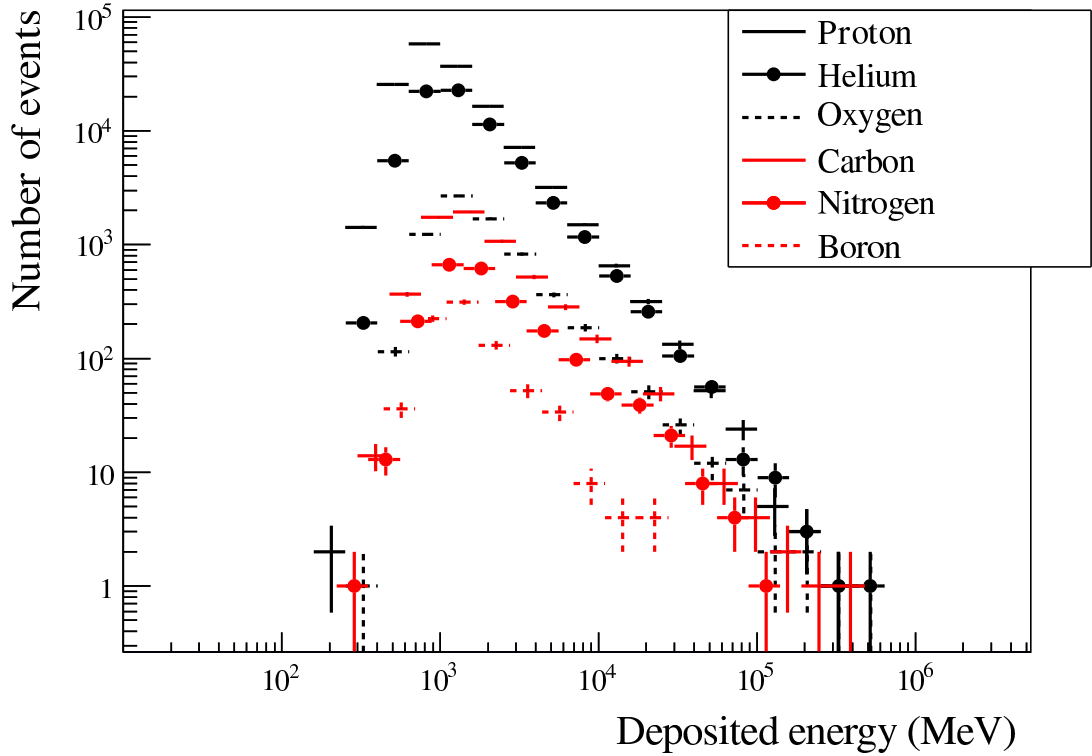


FIGURE 7.3 – Distribution des évènements sélectionnés en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre pour les bores, carbones, azotes, oxygènes, protons et héliums.

haute qu'elle ne l'est vraiment. Cet effet de repeuplement, déjà accru par l'abondance plus importante des carbones, est amplifié par la tendance en loi de puissance du spectre en énergie du rayonnement cosmique : les carbones mal identifiés là où il y en a beaucoup (à basse énergie) vont repeupler les bores là où il y en a peu (à plus haute énergie).

7.3 Déconvolution de la résolution en énergie : unfolding

7.3.1 Effet de la réponse en énergie

Dans la section précédente, nous avons montré comment on peut estimer les distributions en énergie déposée de chaque espèce. Mais ce qui nous intéresse, c'est leur distribution en fonction de leur énergie réelle, c'est-à-dire l'énergie de chaque particule incidente. En moyenne, l'énergie de la particule incidente et son énergie déposée dans le calorimètre sont proportionnelles. À première vue, on pourrait donc se contenter d'appliquer ce facteur de proportionnalité pour remonter à l'énergie de la particule incidente. Cependant, la résolution en énergie du calorimètre n'est pas infinie et la mesure de l'énergie déposée est soumise à des fluctuations : certains évènements peuvent se trouver dans un bin en énergie reconstruite différent du bin qui correspond à leur énergie réelle. Cet effet a pour conséquence une distorsion de la distribution que l'on cherche à estimer. Dans notre cas, où l'on estime les flux pour des bins en énergie, l'importance de cet effet dépend principalement de la largeur des bins, de la résolution du détecteur et des variations dans la distribution à estimer.

7.3 Déconvolution de la résolution en énergie : unfolding

Prenons un exemple simple où la fonction densité de probabilité des énergies reconstruites est une gaussienne centrée sur l'énergie réelle et analysons comment la distribution des énergies reconstruites est modifiée par rapport à la distribution des énergies réelles. Lorsque l'écart type de la distribution devient de l'ordre de la largeur des bins, une partie sensible des évènements est placée dans un mauvais bin en énergie. Puisque la distribution des énergies réelles suit ici une loi de puissance, chaque bin contient bien plus de statistique que le bin suivant et, par conséquent, même une petite fraction d'évènements reconstruits dans le bin suivant peut contribuer notablement à la statistique de ce bin. En conclusion, chaque bin va repeupler le bin suivant et la distribution des énergies mesurées va se trouver aplatie par rapport à la distribution de base. L'effet de la convolution est illustrée sur la figure 7.4.

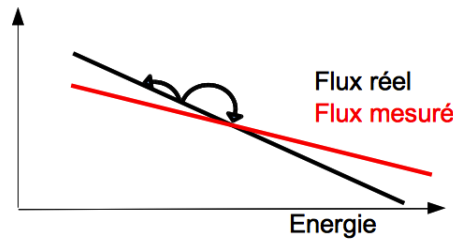


FIGURE 7.4 – Effet de la déconvolution sur les flux.

7.3.2 Déconvolution : méthodologie

On peut estimer cet effet et le corriger si l'on connaît la distribution de l'énergie mesurée en fonction de l'énergie réelle, c'est-à-dire la réponse du détecteur. Dans le cas binné, cela revient à connaître la matrice de convolution $[M]$ dont chaque terme m_{ij} représente la probabilité qu'une particule dont l'énergie réelle se trouve dans le bin j soit reconstruite avec une énergie se trouvant dans le bin i . Par définition de cette matrice, les distributions des évènements en fonction de l'énergie réelle et en fonction de l'énergie mesurée sont reliées par la formule $\vec{N}_{meas} = [M]\vec{N}_{real}$ où \vec{N}_{real} (resp. \vec{N}_{meas}) est le vecteur contenant les nombres d'évènements N_{real}^i (resp. N_{meas}^i) identifiés d'une espèce donnée dans le i -ème bin en énergie réelle (resp. déposée).

7.3.2.1 Déconvolution par inversion matricielle

Naïvement, la première idée qui vient à l'esprit pour retrouver la distribution des évènements en fonction de leur énergie réelle est d'inverser la matrice $[M]$ à l'aide de la formule :

$$\vec{N}_{real} = [M^{-1}]\vec{N}_{meas}. \quad (7.1)$$

Pour voir ce qui ne va pas avec cette méthode, nous allons l'appliquer sur des données simulées. Nous effectuerons ensuite l'inversion matricielle sur ces données simulées. Dans cette simulation, on fera l'hypothèse que, pour une énergie réelle donnée, les énergies mesurées sont distribuées de manière gaussienne (centrée sur l'énergie réelle de la particule incidente et avec un écart-type égal à 100 % de l'énergie réelle). Pour une énergie réelle donnée E_{real} , la fonction densité de probabilité de

mesurer une énergie E_{meas} s'écrit donc :

$$\text{fdp}(E_{\text{meas}}|E_{\text{real}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}E_{\text{meas}}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E_{\text{meas}}-E_{\text{real}}}{E_{\text{meas}}}\right)^2}. \quad (7.2)$$

À partir de cette expression, on peut déterminer les termes m_{ij} de la matrice $[M]$:

$$m_{ij} = \int_{E_{\text{meas}}^i}^{E_{\text{meas}}^{i+1}} \int_{E_{\text{real}}^j}^{E_{\text{real}}^{j+1}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}E_{\text{meas}}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E_{\text{meas}}-E_{\text{real}}}{E_{\text{meas}}}\right)^2} dE_{\text{meas}} dE_{\text{real}},$$

où $[E_{\text{meas}}^i, E_{\text{meas}}^{i+1}]$ représente les bornes du i -ème bin en énergie mesurée et $[E_{\text{real}}^j, E_{\text{real}}^{j+1}]$ représente les bornes du j -ème bin en énergie réelle. Grâce à cette matrice, nous connaissons toutes les probabilités nécessaires pour simuler la distribution des énergies réelles et des énergies mesurées.

On commence par tirer des événements dont les énergies réelles sont distribuées selon une loi de puissance et pour chaque événement on lui associe une énergie mesurée à partir de la fonction densité de probabilité 7.2. On applique ensuite la matrice inverse $[M^{-1}]$ à la distribution des énergies mesurées afin de reconstruire la distribution des énergies réelles. Le résultat de la déconvolution par inversion matricielle est présenté à la figure 7.5. La distribution des événements en fonction de leur énergie réelle est représentée par l'histogramme en ligne continue. Il s'agit de la distribution d'intérêt que l'on cherche à reconstruire et nous y avons accès uniquement dans le cas des données simulées. Le résultat de l'inversion matricielle est donné par l'histogramme en pointillé asymétrique. Il s'agit de notre estimateur de la distribution des événements en fonction de leur énergie réelle et il doit être le plus proche possible de la distribution précédente (courbe noire) pour être valable. Ce n'est pas le cas ici : la distribution reconstruite possède des oscillations non-physique et n'est pas proche du tout de la distribution réelle. La courbe en pointillé représente la distribution observée en fonction de l'énergie mesurée. Elle se superpose parfaitement avec la courbe noire en pointillé et avec un marqueur qui représente la distribution reconstruite convoluée avec la réponse du détecteur. La superposition de ces deux courbes montre qu'un flux qui suivrait la distribution représentée par la courbe bleue produit la même distribution des énergies mesurées que le flux en loi de puissance représenté par la courbe noire.

L'intérêt d'utiliser des données simulées est de connaître parfaitement la réponse du détecteur afin de se concentrer uniquement sur les effets dus à l'algorithme, sans se préoccuper d'éventuelles incertitudes sur la connaissance de la matrice $[M]$. On est donc sûr que l'échec de la procédure ne provient pas de la méconnaissance de la réponse du détecteur mais bien de l'algorithme lui-même. Il vient du fait que les distributions mesurées sont des variables aléatoires. En fait, seules les espérances des distributions sont reliées par l'équation 7.1 mais pas leurs réalisations, c'est-à-dire :

$$\mathbb{E}(\vec{N}_{\text{real}}) = [M^{-1}]\mathbb{E}(\vec{N}_{\text{meas}}). \quad (7.3)$$

Appliquer la matrice $[M^{-1}]$ à une réalisation de \vec{N}_{meas} peut avoir pour conséquence une amplification des fluctuations statistiques et engendre les oscillations observées. Puisque \vec{N}_{meas} est une variable aléatoire, il existe plusieurs configurations de distributions $\mathbb{E}(\vec{N}_{\text{real}})$ capables de donner naissance à une même réalisation \vec{N}_{meas} . L'application $\mathbb{E}(\vec{N}_{\text{real}}) \mapsto \vec{N}_{\text{meas}}$ est donc surjective et son inversion n'est donc pas possible. Il existe donc une infinité de solutions et pour en choisir une, il va falloir apporter de l'information supplémentaire. C'est ce que nous allons voir dans les parties suivantes.

7.3 Déconvolution de la résolution en énergie : unfolding

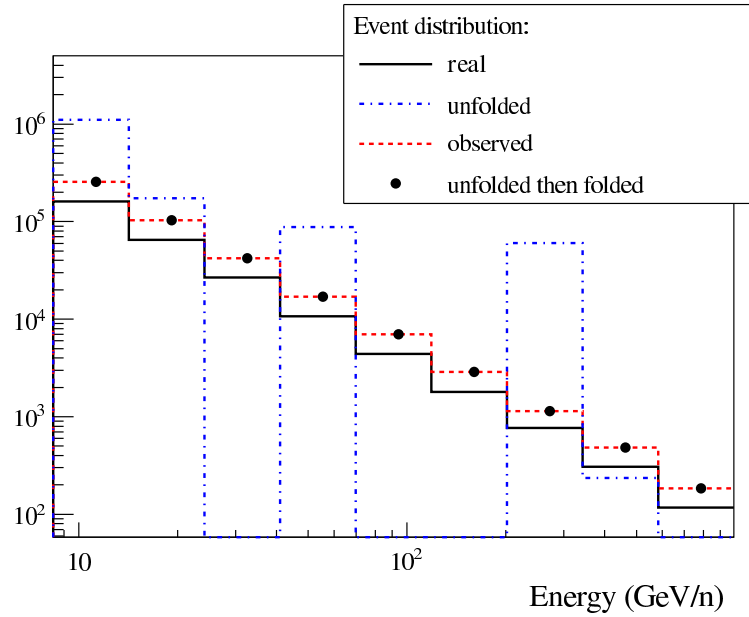


FIGURE 7.5 – Déconvolution des flux par inversion matricielle pour des données simulées. L'histogramme en ligne continue représente la distribution des événements générés en fonction de leur énergie réelle. Il s'agit de la distribution que l'on cherche à reconstruire. La courbe en pointillé représente la distribution des événements en fonction de leur énergie mesurée. En appliquant la méthode de déconvolution matricielle, on cherche à retrouver la distribution en fonction de l'énergie réelle. Le résultat de la procédure est représenté par l'histogramme en trait pointillés asymétriques. Cette distribution qui ne ressemble pas du tout à la distribution en fonction de l'énergie réelle illustre l'échec de la méthode d'inversion matricielle. La distribution reconstruite répondait pourtant bien à notre critère : la convolution de cette distribution avec la réponse du détecteur (distribution en points noirs) redonne bien la distribution observée.

7.3.2.2 Déconvolution par maximisation de la vraisemblance

Si la méthode de déconvolution ne fonctionne pas, c'est à cause du caractère aléatoire des distributions mesurées. Nous allons maintenant appliquer une méthode de déconvolution utilisant une approche statistique. En se plaçant dans le cadre d'une approche bayésienne de la probabilité, on considère les nombres d'événements moyens attendus dans chacun des bins comme des variables aléatoires. Nous allons chercher les nombres d'événements moyens \vec{N}_{exp} attendus dans chaque bin qui, une fois convolués avec la réponse du détecteur, produisent la distribution observée \vec{N}_{meas} avec une probabilité maximale. En vertu du théorème de Bayes, cette probabilité s'écrit :

$$\mathcal{L} = P(\vec{N}_{exp}|\vec{N}_{meas}) = \frac{P(\vec{N}_{meas}|\vec{N}_{exp})P(\vec{N}_{exp})}{P(\vec{N}_{meas})}$$

où $P(\vec{N}_{exp})$ est le prior sur la distribution attendue et $P(\vec{N}_{meas})$ – qui est la probabilité d'observer la distribution \vec{N}_{meas} – peut s'interpréter comme une constante de normalisation. Il faut exprimer la probabilité $P(\vec{N}_{meas}|\vec{N}_{exp})$ que la distribution attendue \vec{N}_{exp} produise la distribution mesurée dans le détecteur \vec{N}_{meas} . Puisque l'on connaît la matrice de réponse du détecteur, on peut estimer la distri-

Distribution	Signification
\vec{N}_{meas}	Distribution des évènements en fonction de leur énergie déposée dans le calorimètre
\vec{N}_{exp}	Distribution des évènements attendus en fonction de leur énergie réelle. C'est la distribution qui nous intéresse et que l'on cherche à reconstruire
\vec{N}_{convol}	Distribution des énergies déposées par des évènements dont l'énergie réelle est distribuée selon \vec{N}_{exp}

TABLE 7.1 – Récapitulatif des distributions utilisées et de leur définition

bution moyenne mesurée dans le détecteur \vec{N}_{convol} obtenue pour une distribution moyenne attendue \vec{N}_{exp} (la signification des différentes distributions est rappelée dans la table 7.1). Cette distribution moyenne mesurée est en fait la convolution de la distribution attendue \vec{N}_{exp} et de la matrice de réponse [M] :

$$N_{convol}^i = \sum_{j=1}^{N_{bins}} N_{reco}^j m_{ij}. \quad (7.4)$$

En supposant que les valeurs dans chaque bin sont indépendantes et que les fluctuations sur la distribution mesurée sont statistiques, on peut exprimer la probabilité a posteriori :

$$P(\vec{N}_{meas}|\vec{N}_{exp}) = P(\vec{N}_{meas}|\vec{N}_{convol}) = \prod_{i=1}^{N_{bins}} P(N_{meas}^i|N_{convol}^i).$$

Au final, on peut donc écrire la vraisemblance :

$$\mathcal{L} \propto P(\vec{N}_{meas}|\vec{N}_{exp}) \quad (7.5)$$

$$\propto \prod_{i=1}^{N_{bins}} P(N_{meas}^i|N_{convol}^i) \quad (7.6)$$

$$\propto \prod_{i=1}^{N_{bins}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(N_{meas}^i - N_{convol}^i)^2}{(\sigma_{meas}^i)^2 + (\sigma_{convol}^i)^2}}, \quad (7.7)$$

où σ_{meas}^i représente l'erreur sur N_{meas}^i et σ_{convol}^i représente l'erreur sur la distribution théorique convoluée avec la matrice de réponse du détecteur (c'est-à-dire celle que l'on compare à la distribution observée) due aux incertitudes sur cette matrice. Ces incertitudes sont causées par 3 facteurs principaux : la fluctuation statistique dans les distributions des énergies reconstruites des évènements GEANT3, les erreurs systématiques causées par l'extrapolation de la matrice aux énergies où il n'y a pas de simulation et les erreurs systématiques dues à la simulation GEANT3 (erreur de géométrie, processus physique, etc.). Le rôle du terme σ_{convol} est d'empêcher l'ajustement de trop baser sa minimisation sur des bins où l'erreur statistique est très faible alors qu'une différence avec les distributions observées peut survenir d'une mauvaise estimation de la matrice de réponse, et donc de la distribution théorique. À ce point, si on tente une maximisation de la vraisemblance on va trouver le flux le plus statistiquement signifiant, c'est-à-dire celui qui, une fois convolué avec la matrice, colle parfaitement avec le flux observé. On retrouve exactement la même distribution qu'après inversion matricielle. Comme dans le cas de l'inversion matricielle, le résultat est non-physique et oscille d'un bin à l'autre. Pour le moment, l'algorithme souffre du même travers que l'algorithme d'inversion

7.3 Déconvolution de la résolution en énergie : unfolding

matricielle. Il manque toujours de l'information supplémentaire pour assurer un résultat physique. L'intérêt de cette formulation statistique du problème par rapport à l'inversion matricielle réside dans la possibilité d'incorporer cette information.

7.3.2.3 Terme de régularisation

Pour assurer un résultat cohérent, nous allons ajouter au terme de vraisemblance un terme supplémentaire \mathcal{S} pour prévenir ces oscillations bin à bin. Ces oscillations se caractérisent par des variations importantes de la dérivée première. Pour les supprimer, on peut donc ajouter un terme \mathcal{S} qui soit proportionnel à la dérivée seconde locale. En prenant l'expression binnée de la dérivée, une première expression du terme \mathcal{S} est donc :

$$\mathcal{S} = -k \sum_i \frac{N_{reco}^{i+1} + N_{reco}^{i-1} - 2N_{reco}^i}{(\Delta E)^2}.$$

Le coefficient de proportionnalité k , que l'on appellera coefficient de régularisation par la suite, joue un grand rôle dans la qualité de la déconvolution. À la place de la vraisemblance théorique, on définit donc une nouvelle vraisemblance qui est la somme de la vraisemblance théorique et du terme \mathcal{S} . C'est ce nouveau terme que l'on maximisera :

$$\mathcal{L}_{tot} = \mathcal{L} + \mathcal{S}.$$

Dans le cas d'un flux en loi de puissance $\phi(E) = E^{-\alpha}$, la dérivée seconde s'écrit :

$$\frac{d^2\phi}{dE^2} = \alpha(\alpha + 1)E^{-(\alpha+2)}.$$

Cette fonction est décroissante avec α sur la gamme en énergie $E \in [10^2 \text{ GeV}, 10^6 \text{ GeV}]$ et pour $\alpha > 0.5$ (ce qui est toujours le cas pour le rayonnement cosmique). On en déduit que pour minimiser la dérivée seconde, l'algorithme va systématiquement vouloir maximiser la valeur de α . Un tel terme de régularisation va donc biaiser l'estimation des flux qui seront reconstruits avec une pente trop forte. Pour éviter ce phénomène, on peut modifier le terme de régularisation. Au lieu d'imposer une minimisation de la dérivée seconde on peut demander que le flux suive localement une loi de puissance. En remarquant qu'en échelle log-log une loi de puissance apparaît comme une droite, cela revient à minimiser la dérivée seconde de $\log(F)$ en fonction de $\log(E)$. On utilise donc comme expression du terme de régularisation :

$$S = -k \sum_i \frac{\log(N_{reco}^{i+1}) + \log(N_{reco}^{i-1}) - 2\log(N_{reco}^i)}{(\Delta \log(E))^2}.$$

L'intérêt d'utiliser une dérivée locale est d'autoriser les changements de pente. En effet, un changement de pente n'accroît la dérivée qu'à l'énergie de la cassure et, dans le cas de lois de puissance, la dérivée seconde n'est non nulle qu'à cette énergie. Si la cassure est donc statistiquement significative, le coefficient de régularisation sera donc assez faible pour que l'ajustement converge correctement. Ceci est un point important puisqu'aux énergies auxquelles nous travaillons, un tel changement de pente n'est pas exclu et semble même avoir été observé dans les flux de protons et d'héliums [15, ?]. S'il existe, l'algorithme doit donc être capable de retrouver ce changement de pente. Le choix du

coefficient de régularisation peut avoir un impact important sur la qualité de l'ajustement. Si le coefficient est trop faible, le terme de régularisation pèse trop peu dans la vraisemblance totale et on retombe dans une situation où le résultat final possède des oscillations non physiques. Nous verrons cependant dans la partie 7.3.3.2 que si ce terme est choisi correctement, la déconvolution n'apporte pas d'erreur systématique.

7.3.3 Déconvolution des données réelles

7.3.3.1 Estimation de la matrice de réponse de CREAM

Une condition nécessaire pour une bonne déconvolution des incertitudes sur l'énergie reconstruite est de bien connaître la réponse du calorimètre. Celle-ci est encodée dans la matrice de convolution $[M]$. L'estimation de cette matrice est effectuée à partir de la simulation. Puisque la simulation GEANT3 reproduit plus fidèlement la réponse du calorimètre que la simulation GEANT4, c'est elle qu'on utilise. La simulation ne donne pas directement accès aux termes m_{ij} qui représentent la probabilité qu'un évènement dont l'énergie réelle se trouve dans le bin i soit mesuré dans le bin j . Elle nous donne seulement accès à cette probabilité à l'énergie à laquelle sont simulées les particules. Ces probabilités sont affichées sur la figure 7.6 en haut. Pour construire la matrice complète, il faut effectuer une interpolation de cette matrice dans l'espace bi-dimensionnel énergie réelle - énergie déposée. Cependant, dans cet espace, l'interpolation est difficile et on va l'effectuer dans un espace qui s'y prête mieux par le biais d'un changement de variable. Comme on peut le constater sur la figure 7.6 du haut, le logarithme de l'énergie moyenne déposée dans le calorimètre semble varier linéairement avec le logarithme de l'énergie de la particule incidente et sa variance semble constante en fonction de l'énergie. Ceci signifie simplement que la résolution relative du calorimètre dépend peu de l'énergie. Pour profiter au mieux de cette caractéristique on va donc effectuer le changement de variable :

$$u = \frac{E_{dep}(\text{MeV}) - E_{real}(\text{GeV})}{E_{real}(\text{GeV})}.$$

Comme on peut le voir sur la figure 7.6 en bas qui représente la variable u en fonction de l'énergie réelle, ce changement de variable permet une paramétrisation puisque sa distribution à énergie réelle fixée est gaussienne. On ajuste donc la distribution u pour chaque énergie par une gaussienne puis on récupère ses moments d'ordre 1 et 2. Notons que la statistique pour effectuer ces ajustements est limitée puisque, pour se placer dans les mêmes conditions que les données réelles, on doit utiliser seulement les évènements qui passent les coupures : il reste alors ~ 500 évènements à chaque énergie. Les courbes des moments en fonction de l'énergie sont ensuite ajustées afin d'avoir une paramétrisation de la variable u pour toutes les énergies. La paramétrisation de la probabilité de u exprimée en fonction du logarithme de l'énergie est affichée sur la figure 7.7 en haut. À partir de cette paramétrisation, on veut repasser dans le plan initial $E_{dep}(\text{MeV}) - E_{real}(\text{GeV})$. Pour cela on utilise la méthode de la transformée inverse qui relie les densités de probabilité de u et de E_{dep} :

$$pdf_{E_{dep}}(E_{dep}) = \left| \frac{1}{f'(f^{-1}(E_{dep}))} \right| pdf_u(f^{-1}(E_{dep})),$$

où f est l'application $f : u \mapsto E_{dep}$. On intègre ensuite la fonction densité de probabilité sur la largeur du bin en énergie reconstruit à énergie réelle fixée :

$$P(E_{dep}^{infj} < E_{dep} < E_{dep}^{supj} | E_{real}) = \int_{E_{dep}^{infj}}^{E_{dep}^{supj}} pdf_{E_{dep}}(E_{dep}) dE_{dep}.$$

7.3 Déconvolution de la résolution en énergie : unfolding

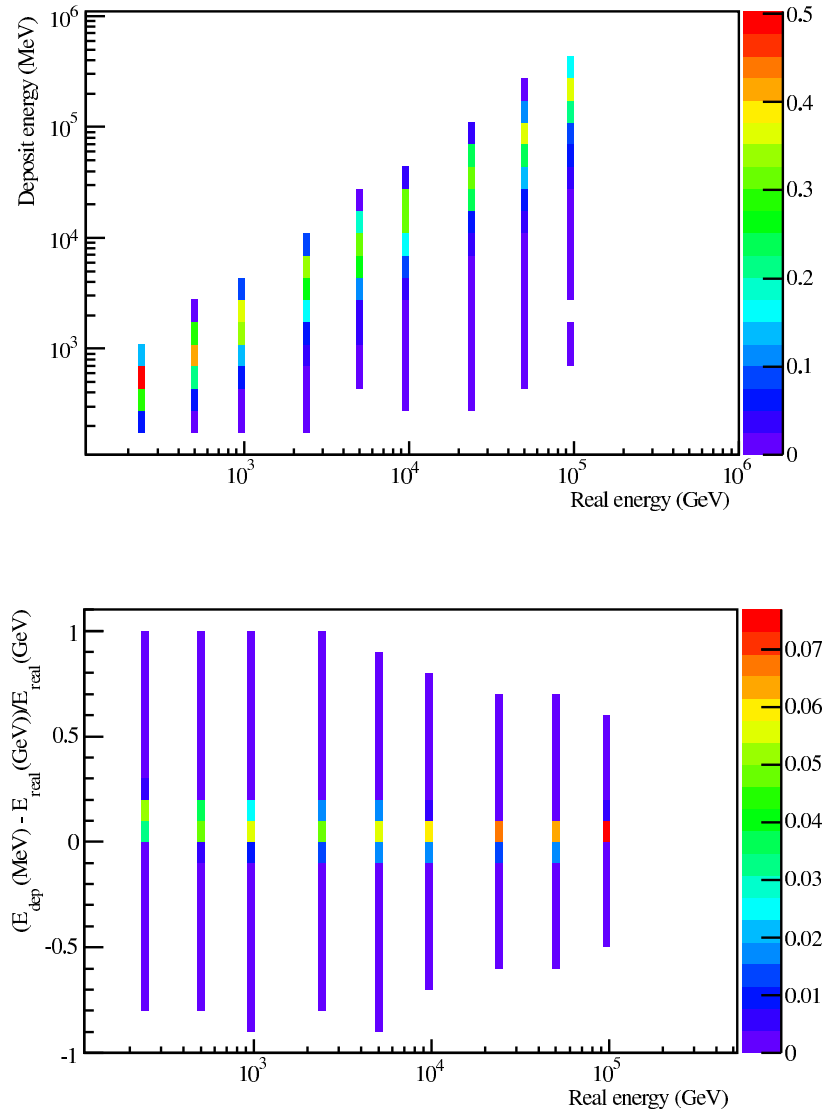


FIGURE 7.6 – Processus de construction de la matrice de réponse du calorimètre (étapes 1/4 et 2/4). En haut : probabilité qu’une particule d’énergie E_{real} dépose une énergie E_{dep} dans le calorimètre à partir des données GEANT3. En bas : distributions des événements GEANT3 dans le plan $(E_{dep}(\text{MeV}) - E_{real}(\text{GeV}))/E_{real}(\text{GeV})$ en fonction de E_{real} . Ce plan permet une interpolation uni-dimensionnelle (selon l’axe X), plus facile à effectuer qu’une interpolation bi-dimensionnelle.

Il ne reste plus qu’à intégrer sur la largeur du bin en énergie réelle en prenant bien soin de pondérer par l’intensité du flux $\phi(E_{real})$. Un élément de la matrice $[M]$ s’écrit donc :

$$m_{ij} = \frac{\int_{E_{real}^{inf}^i}^{E_{real}^{sup}^i} \int_{E_{dep}^{inf}}^{E_{dep}^{sup}} \phi(E_{real}) \left| \frac{1}{f'(f^{-1}(E_{dep}))} \right| pdf_u(f^{-1}(E_{dep})) dE_{real}}{\int_{E_{real}^{inf}^i}^{E_{real}^{sup}^i} \phi(E_{real}) dE_{dep} dE_{real}}.$$

7.3 Déconvolution de la résolution en énergie : unfolding

La matrice finale est donnée sur la figure 7.7 en bas. On peut remarquer que l'énergie déposée semble saturer légèrement à très haute énergie. On peut attribuer cela au fait que la fraction de la gerbe contenue dans le calorimètre diminue au fur et à mesure que l'énergie de la gerbe et sa taille augmentent.

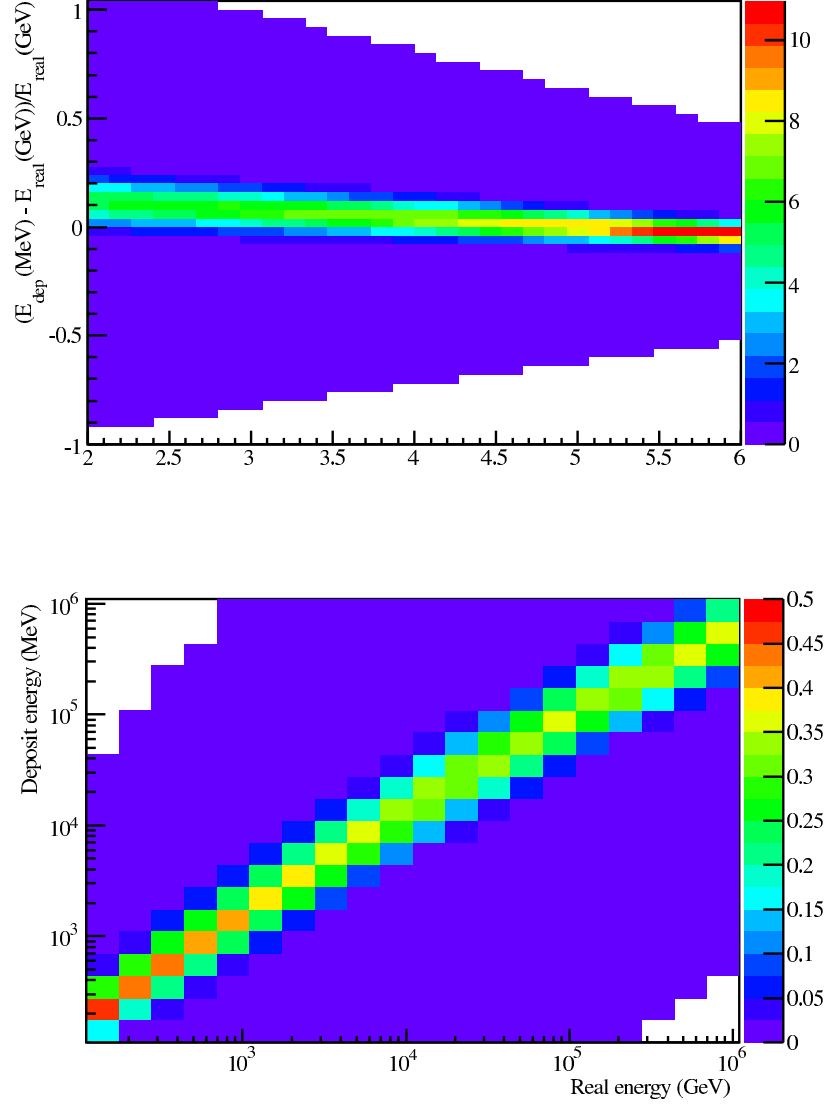


FIGURE 7.7 – Processus de construction de la matrice de réponse du calorimètre (étapes 3/4 et 4/4). En haut : interpolation de la figure 7.6 du bas. L'interpolation est ensuite normalisée par tranche d'énergie réelle. En bas : retour dans le plan énergie déposée E_{dep} en fonction de l'énergie réelle E_{real} , matrice de réponse finale du détecteur.

7.3.3.2 Test de la déconvolution à l'aide de données simulées

Nous avons vu que le processus de déconvolution pouvait facilement conduire à des résultats non-physiques ou biaisés. Afin de contrôler et de valider cette procédure, une étude à l'aide de données

7.3 Déconvolution de la résolution en énergie : unfolding

simulées est nécessaire. Puisque nous connaissons maintenant la matrice de réponse du détecteur, nous allons l'utiliser pour simuler les flux observés par le détecteur. La procédure est la suivante :

- On génère des événements dont l'énergie réelle est distribuée comme le flux multiplié par l'acceptance du détecteur (estimée dans la section 9.2). Cela correspond à la distribution des énergies des particules qui déclenchent le détecteur. Pour se placer au plus proche des conditions réelles, le nombre d'événements générés est égal au nombre d'événements présents dans la distribution déconvoluée des données réelles. Dans cet exemple, on reproduit le processus de déconvolution des protons, dont la distribution déconvoluée possède ~ 17000 événements répartis sur 15 bins. L'usage de la méthode de transformation permet d'accélérer la génération des événements à partir d'une variable aléatoire x uniforme sur $[0,1]$. On peut en effet générer un nombre y qui suit une distribution en loi de puissance grâce à la formule :

$$y = E_{\text{inf}} (1 - x)^{\frac{1}{-\alpha+1}},$$

où E_{inf} est la coupure sur l'énergie minimale que l'on génère. On applique ensuite une coupure pour simuler l'efficacité de détection.

- Pour simuler l'énergie déposée par la particule incidente, on va générer la matrice cumulative $[M']$ de la matrice de réponse $[M]$. Les termes m'_{ij} s'écrivent $m'_{ij} = \sum_{k=1}^i m_{kj}$. On tire ensuite une variable aléatoire z uniforme sur $[0,1]$ puis, selon sa valeur, on va assigner à l'événement le bin i d'énergie déposée correspondant. Ce bin doit vérifier la condition $m'_{ij} < z < m'_{i+1,j}$.
- Une fois les histogrammes remplis, on applique la procédure de déconvolution. L'intérêt par rapport aux données réelles est que l'on connaît la distribution initiale et on peut donc mesurer l'erreur entre cette distribution et la distribution reconstruite. En répétant la procédure complète, on peut faire une estimation statistique des erreurs.

La figure 7.8 montre l'erreur relative moyenne entre le flux reconstruit et le flux réel en fonction de l'énergie (ligne continue) comparée à l'erreur reliée à la fluctuation statistique du nombre d'événements dans chaque bin (pointillé). Les erreurs sont moyennées sur 1000 tests de la déconvolution. Globalement, on constate que l'on est près de la résolution maximale excepté en quelques endroits. On peut décomposer la figure en trois gammes d'énergies. À basse énergie, l'erreur totale est bien plus grande que l'erreur statistique. Ceci est dû à l'incorporation d'une éventuelle erreur sur la matrice de réponse de 10 % (le terme σ_{convol}^i de l'équation 7.5). En faisant cela, on rajoute de l'erreur qui n'existe pas car, dans le cas des données simulées, les processus de convolution et de déconvolution utilisent la même matrice. Si l'on supprime cette condition sur l'erreur, on retrouve bien une erreur très proche de l'erreur statistique. À moyenne énergie, l'erreur sur les flux observés dépasse 10% du flux théorique et la condition surestimant l'erreur disparaît : l'erreur totale est très proche de l'erreur systématique. À haute énergie, l'erreur totale est légèrement supérieure à l'erreur statistique mais comparativement à la valeur absolue, le résultat est très proche.

7.3.4 Application sur les données réelles

Il ne reste plus qu'à appliquer la procédure de déconvolution aux données réelles. La grande différence est que l'on n'a plus accès à la distribution en fonction de l'énergie réelle pour comparer. Heureusement, il est facile de vérifier si les résultats de la procédure sont cohérents en comparant l'histogramme des flux observés à l'histogramme des flux reconstruits puis convolués. La figure 7.9

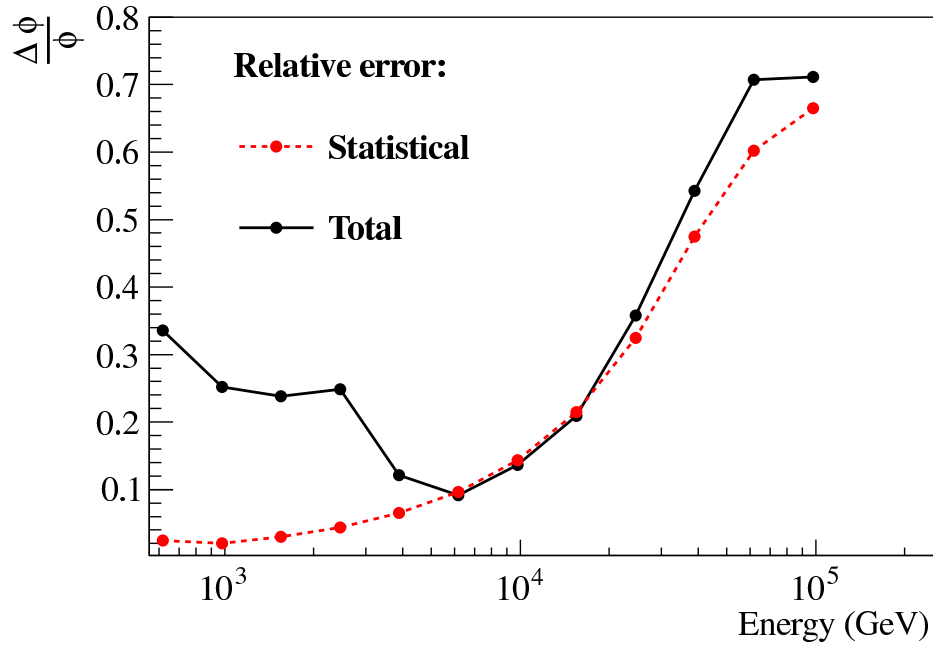


FIGURE 7.8 – Utilisation de données simulées : erreur relative moyenne entre un flux réel et un flux reconstruit en fonction de l'énergie. La ligne continue représente l'erreur totale tandis que la ligne en pointillé représente l'erreur due aux fluctuations statistiques. Le fait que l'erreur totale soit proche de l'erreur statistique montre que la procédure de déconvolution n'induit pas d'erreur supplémentaire (sauf à basse énergie).

présente le résultat de la déconvolution du flux d'oxygène. L'histogramme rouge représente la distribution reconstruite des événements multipliée par $E_{real}^{1.7}$ pour plus de clarté. L'histogramme bleu représente la distribution initiale et l'histogramme vert représente la distribution reconstruite convoluée avec la réponse du détecteur. L'accord entre ces deux distributions nous montre que la procédure de maximisation de la vraisemblance marche. Sous l'hypothèse que la matrice de réponse reproduit bien le comportement du détecteur, les flux sont donc bien reconstruits. De plus, il n'y a aucune trace d'oscillation dans l'histogramme reconstruit. Ceci montre l'efficacité de la procédure de régularisation. Le coefficient de régularisation est choisi à la main de façon à être le plus petit possible tout en supprimant les oscillations. Dans le cas des protons et des héliums il est égal à 10 tandis que pour B, C, N et O, il est plus proche de 1. Ceci est dû à la statistique plus importante des flux de protons et d'héliums. Pour ces derniers, le terme de vraisemblance peut prendre des valeurs plus importantes et pour le contrebalancer donc il faut un terme de régularisation plus important.

En comparant l'histogramme de la distribution déconvoluée et celui de la distribution observée, on peut remarquer que les deux distributions possèdent des indices différents. Le changement d'indice est la conséquence de deux choses : les incertitudes sur la mesure de l'énergie qui peuvent induire une reconstruction des événements dans un mauvais bin, mais aussi la non-linéarité de la réponse du détecteur. Ceci peut être observé sur la figure 7.7 du bas, où la matrice finale de réponse du détecteur semble saturer légèrement. En conclusion, la modélisation de la réponse du calorimètre joue un rôle sensible sur la reconstruction de l'indice de la pente du rayonnement cosmique.

7.3 Déconvolution de la résolution en énergie : unfolding

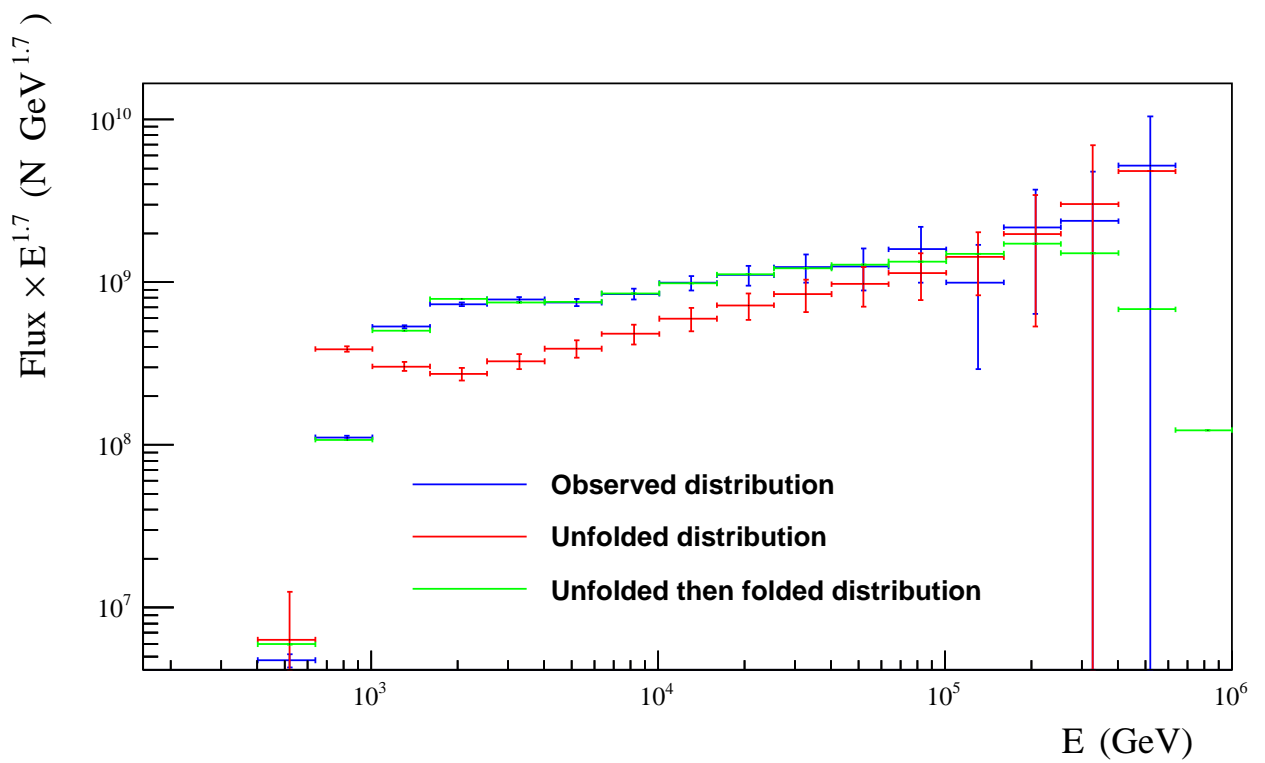


FIGURE 7.9 – Déconvolution du flux d'oxygène. Le nombre de coups dans chaque bin est multiplié par $E_{real}^{1.7}$.

Chapitre 8

Estimation des efficacités et des contaminations : matrice d'identification

Dans cette partie, nous allons estimer l'efficacité de sélection des événements, c'est-à-dire la fraction d'événements correctement identifiée parmi l'échantillon total des données. Nous verrons que le formalisme permet de calculer aussi les contaminations, c'est-à-dire la fraction d'événements d'une espèce mal identifiée.

8.1 Méthodologie

En sélectionnant les événements pour lesquels les mesures de charge dans les deux plans de SCD coïncident, nous avons réduit l'échantillon de données de départ pour ne garder que les événements les mieux reconstruits et pour lesquels on peut reconstruire une charge. Cela nous permet d'estimer le nombre d'événements N_i^{raw} de chaque espèce i présents dans ce sous-échantillon. Cependant, notre estimation peut souffrir d'événements pour lesquels la charge a été mal attribuée. De plus, ce qui nous intéresse, c'est le nombre d'événements de chaque espèce i présents dans l'échantillon de départ. En calculant les efficacités d'identification des éléments et leurs contaminations, on veut maintenant remonter aux nombres N_i^{trig} d'éléments passés à travers le détecteur et ayant déclenché l'acquisition.

L'efficacité d'identification ϵ^i d'un élément i est définie comme la proportion de ces éléments i , qui est identifiée comme telle par les détecteurs, par rapport au nombre total d'éléments i présents dans les données. La contamination C^{ij} d'une espèce i par une espèce j est définie comme la proportion des événements de l'espèce j qui sont identifiés comme étant de l'espèce i , par rapport au nombre total d'éléments j présents dans les données. On peut relier les quantités N_i^{raw} et N_i^{trig} par la formule :

$$N_i^{\text{raw}} = \epsilon^i N_i^{\text{trig}} + \sum_j C^{ij} N_j^{\text{trig}},$$

où N_i^{raw} est le nombre d'événements identifiés comme étant de l'espèce i et N_i^{trig} est le nombre d'événements qui sont réellement de l'espèce i . Cette équation s'écrit plus simplement sous forme matricielle :

$$\vec{N}^{\text{raw}} = [A] \vec{N}^{\text{trig}},$$

8.2 Estimation des efficacités et des contaminations des espèces B, C, N et O avec les données de vol

où $\vec{N}^{\text{raw/trig}}$ représente le vecteur dont les composantes sont les termes $N_i^{\text{raw/trig}}$ et $[A]$ est la matrice efficacité/contamination, appelée matrice d'identification. Ses termes diagonaux sont les efficacités et les non-diagonaux sont les contaminations :

$$[A] = \begin{bmatrix} \epsilon_0 & C^{01} & \dots & C^{0n} \\ C^{10} & \epsilon_1 & \dots & C^{1n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C^{n0} & C^{n1} & \dots & \epsilon_n \end{bmatrix}$$

L'inversion de cette matrice permet de remonter aux quantités N_i^{trig} . Dans les deux sections qui suivent, nous allons calculer les efficacités et les contaminations du groupe B, C, N, O et du groupe H, He. La raison de la distinction entre ces deux groupes d'éléments sera expliquée dans 8.2.4.2.

8.2 Estimation des efficacités et des contaminations des espèces B, C, N et O avec les données de vol

Dans cette section, nous allons calculer les efficacités d'identification et les contaminations pour les éléments B, C, N et O sans faire appel à la simulation et uniquement à partir des données de vol. Ce choix est motivé par deux raisons : tout d'abord, les données simulées (avec GEANT3), de l'interaction des éléments C et O dans le détecteur sont disponibles à trop peu d'énergies pour bien connaître la dépendance de l'efficacité de la coupure en fonction de l'énergie (seulement 3 énergies différentes sont disponibles pour le carbone et 2 pour l'oxygène). Deuxièmement, l'utilisation des données de vol permet de s'affranchir de toute erreur systématique induite par la simulation. Ceci est particulièrement important aux hautes énergies auxquelles nous travaillons, car les sections efficaces des processus qui entrent en jeu sont parfois mal connues et sont issues d'extrapolation de données expérimentales à plus basse énergie.

Nous allons commencer par estimer les efficacités d'identification. Nous verrons par la suite (cf. section 8.2.2) que l'estimation des contaminations suit une procédure similaire à celle que nous allons utiliser pour calculer les efficacités. Dans le cas général d'une coupure de coïncidence quelconque dans le plan $Z_{\text{bottom}} - Z_{\text{top}}$, et sous l'hypothèse que les mesures de charge des deux sous-détecteurs sont indépendantes, l'efficacité de sélection s'écrit.

$$\epsilon^i = \int \int_{(Z_{\text{bottom}}, Z_{\text{top}}) \in S} P_i(Z_{\text{bottom}}) P_i(Z_{\text{top}}) dZ_{\text{bottom}} dZ_{\text{top}} \quad (8.1)$$

où S représente la surface dans laquelle les événements sont sélectionnés et $P_i(Z_{\text{bottom}}) dZ_{\text{bottom}}$ représente la probabilité que le Bottom SCD reconstruise la charge Z_i entre Z_{bottom} et $Z_{\text{bottom}} + dZ_{\text{bottom}}$ (idem pour le Top SCD). Pour estimer cette efficacité, pour chaque charge Z_i et pour chaque bin d'énergie déposée $[E, E + \Delta E]$, il faut, à partir des données de vol, utiliser un échantillon pur de l'espèce considérée et à la bonne énergie. Puisque la charge mesurée par CherCam est indépendante des charges mesurées par les deux SCDs, on peut tenter de construire un échantillon pur avec CherCam puis estimer la fraction d'événements de cet échantillon qui passent la coupure de coïncidence. Cependant, l'échantillon produit par un seul sous-détecteur (ici CherCam) n'est pas suffisamment pur pour effectuer une mesure correcte. L'utilisation d'un tel échantillon contaminé aurait pour conséquence une sous-estimation de l'efficacité d'identification d'une charge¹. Pour atteindre une pureté

1. En effet, si des éléments de l'espèce j se trouvent dans l'échantillon de l'espèce i , on prendrait les événements de l'espèce j comme des événements mal reconstruits et on sous-estimerait la fraction d'événements bien reconstruits.

suffisante (> 99%), les échantillons doivent être confectionnés avec deux sous-détecteurs au minimum. Cependant, si l'on décide d'ajouter un plan de SCD pour la création de l'échantillon, on biaise l'estimation de l'efficacité car la mesure de charge de ce plan de SCD va jouer un rôle à la fois dans la création de l'échantillon et dans l'estimation de l'efficacité à partir de cet échantillon.

La discussion précédente nous montre que 3 sous-détecteurs sont nécessaires afin de pouvoir évaluer les efficacités d'identification correctement. Rappelons que dans notre cas, on attribue à une particule la charge Z_i si, et seulement si, elle vérifie la condition (Cf. section 7.2.1) :

$$|Z_{\text{bottom}} - Z_i| < 0.5 \quad \text{et} \quad |Z_{\text{top}} - Z_i| < 0.5.$$

Nous avons vu, dans la partie 7.2.1, que cette coupure de coïncidence se traduit, dans le plan bi-dimensionnel $Z_{\text{bottom}} - Z_{\text{top}}$, par une sélection carrée. Dans ce cas, la double intégrale qui apparaît dans la formule de l'efficacité (eq. 8.1) se factorise en un produit de deux intégrales simples et l'efficacité s'exprime alors :

$$\begin{aligned} \epsilon^i &= \int_{z_i^{\text{inf}}}^{z_i^{\text{sup}}} P_i(Z_{\text{bottom}}) dZ_{\text{bottom}} \int_{z_i^{\text{inf}}}^{z_i^{\text{sup}}} P_i(Z_{\text{top}}) dZ_{\text{top}} \\ &= \epsilon_{\text{bottom}} \epsilon_{\text{top}} \end{aligned} \quad (8.2)$$

où z_i^{inf} et z_i^{sup} représentent les bornes à l'intérieur desquelles l'évènement est identifié comme une charge Z_i . L'intérêt de cette formulation est que l'on peut estimer l'efficacité de chaque sous-détecteur indépendamment et faire le produit de ces efficacités pour obtenir l'efficacité d'identification. Cette factorisation n'est pas possible dans le cas général de l'équation 8.1 à cause de la double intégrale. L'efficacité de chaque plan de SCD peut donc être calculée à partir d'échantillons purs, construits à partir de l'autre plan de SCD et de CherCam. C'est ce que nous allons étudier dans la partie suivante.

8.2.1 Efficacité d'un plan de SCD pour B, C, N et O

Puisque la procédure d'estimation de l'efficacité est similaire dans les deux plans de SCD et pour les différentes charges, nous prendrons comme exemple l'estimation de l'efficacité de sélection des oxygènes dans le Bottom SCD.

On va chercher à créer un échantillon pur d'oxygène dont on analysera la distribution des charges reconstruites avec le Bottom SCD. Un tel échantillon peut être obtenu à l'aide du Top SCD et de CherCam en sélectionnant les évènements qui satisfont les conditions : $7.5 < Z_{\text{top}} < 8.5$ et $7.5 < Z_{\text{CherCam}} < 8.5$. La figure 8.1 représente la distribution des charges reconstruites par le Bottom SCD pour ces évènements. L'efficacité d'identification des oxygènes avec le Bottom SCD est évaluée comme la proportion des évènements de l'échantillon qui sont reconstruits comme tels, c'est-à-dire, qui vérifient la condition $7.5 < Z_{\text{bottom}} < 8.5$. Sur la figure, ces évènements sont ceux situés dans la partie rouge de la distribution. L'estimateur de l'efficacité d'identification des oxygènes par le Bottom SCD s'écrit donc :

$$\hat{\epsilon}_{\text{bottom}} = \frac{N_{\text{ox}}}{N_{\text{tot}}},$$

8.2 Estimation des efficacités et des contaminations des espèces B, C, N et O avec les données de vol

où N_{ox} est le nombre d'évènements reconstruits comme oxygène et N_{tot} , le nombre d'évènements total. Puisque l'efficacité des coupures peut évoluer avec l'énergie, les efficacités sont estimées pour chaque bin d'énergie. La figure 8.1 correspond au bin d'énergie déposée 637 MeV - 1010 MeV, un des bins les plus peuplés. À plus haute énergie, la statistique diminue jusqu'à ce que la distribution ne soit plus discernable, mais le calcul de l'efficacité reste possible. Le contrôle des systématiques (causées par une éventuelle contamination des échantillons de test) est possible en faisant varier les bornes de sélection de l'échantillon et en regardant leur impact sur la distribution finale des flux.

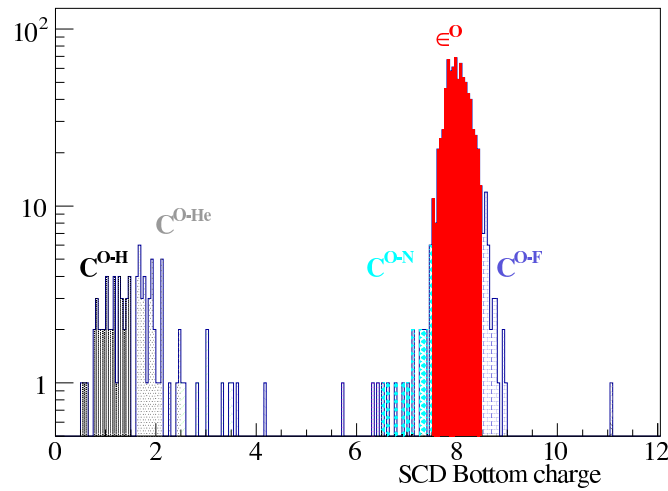


FIGURE 8.1 – Distribution de la charge reconstruite par le bottom SCD pour un échantillon dont $7.5 < Z_{\text{top}} < 8.5$ et $7.5 < Z_{\text{CherCam}} < 8.5$. Ces évènements appartiennent au bin en énergie déposée [637 MeV - 1010 MeV]. L'efficacité est définie comme la fraction d'évènements dans la partie pleine. La contamination d'une charge à partir des oxygènes est estimée à partir de la proportion d'évènements d'une couleur et d'un motif donnés. On peut voir ici, que les espèces les plus contaminées sont l'azote ($Z=7$), le fluor ($Z=9$) mais aussi l'hydrogène et l'hélium (Cf. texte).

La figure 8.2 représente les efficacités d'identification de B, C, N et O. Elles sont le produit des efficacités d'identification de chacun des plans. On peut remarquer que les efficacités de B, C, N et O sont similaires. Cela s'explique par le fait que ces éléments ont des charges très proches et déposent donc des quantités d'énergie similaires dans les SCDs. On peut cependant remarquer que l'estimateur de l'efficacité de l'oxygène bénéficie d'une meilleure statistique. On prendra donc toute les efficacités égales à celle de l'oxygène. En outre, l'estimation de l'efficacité de l'oxygène est possible jusqu'à quelques TeV seulement. Afin d'avoir une meilleure précision et de pouvoir estimer l'efficacité à plus haute énergie, on ajuste l'efficacité de l'oxygène par une droite (en échelle logarithmique). L'ajustement obtenu est appliqué à toute les espèces.

8.2.2 Estimation des contaminations dans un plan de SCD pour B, C, N et O

À partir des échantillons purs, on peut obtenir plus que les efficacités. Le calcul de la contamination, c'est-à-dire la mauvaise identification d'une charge, est aussi possible. La probabilité d'identifier la

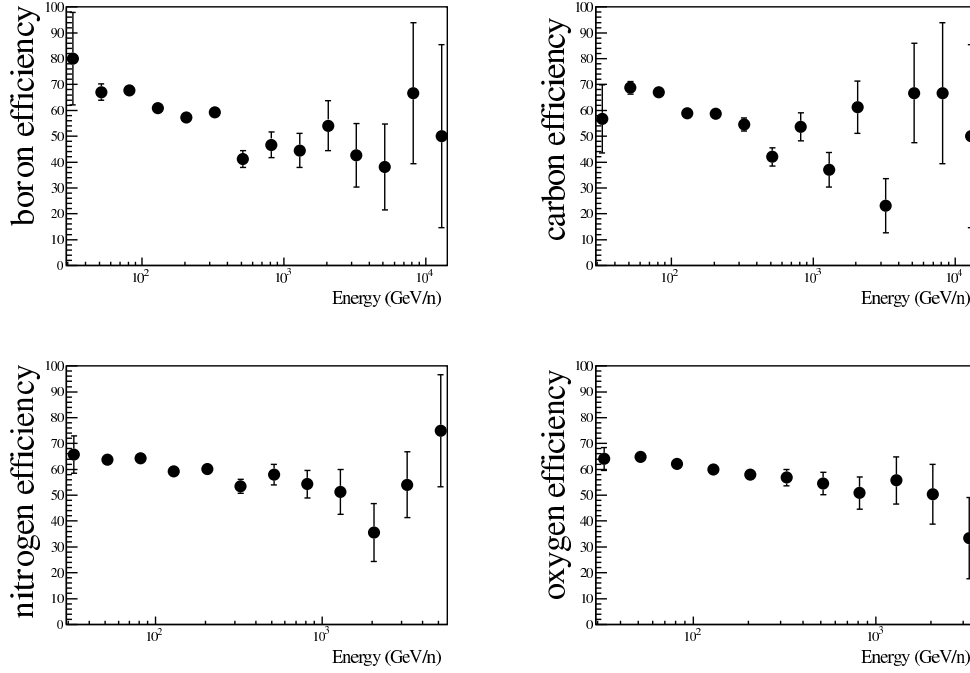


FIGURE 8.2 – Efficacité d’identification de B, C, N et O. Comme les efficacités des différents éléments sont similaires, on les prend égales à l’efficacité de l’oxygène qui possède plus de statistique.

charge Z_i comme une charge Z_j est donnée par la formule :

$$C^{ij} = \int_{z_j^{\text{inf}}}^{z_j^{\text{sup}}} P_i(Z_{\text{bottom}}) \int_{z_j^{\text{inf}}}^{z_j^{\text{sup}}} P_i(Z_{\text{top}}) \\ = C_{\text{bottom}}^{ij} C_{\text{top}}^{ij}.$$

Le formalisme est donc le même que pour le calcul des efficacités et ce sont simplement les bornes $[z_i^{\text{inf}}, z_i^{\text{sup}}]$ de l’équation 8.2 qui se transforment en $[z_j^{\text{inf}}, z_j^{\text{sup}}]$. Si l’on se réfère à la figure 8.1, la contamination induite par le SCD Bottom d’une charge par les oxygènes est donnée par la proportion d’évènements reconstruits entre ses bornes. On constate que la contamination des bores par les oxygènes ($[z_B^{\text{inf}}, z_B^{\text{sup}}] = [4.5, 5.5]$) est quasiment inexistante car un seul évènement est reconstruit en tant que $Z=5$. Cependant, on constate que quelques évènements sont reconstruits comme des azotes et des fluors. Enfin, la figure montre aussi une population d’évènements reconstruits à basse charge. Cette population est causée par une mauvaise reconstruction. Elle est principalement due à des évènements où la particule incidente passe à travers un pixel masqué d’un plan de SCD (car trop bruité). Puisque ces pixels masqués ne sont pas pris en compte dans la recherche du pixel traversé par la particule incidente (et décrit dans la section 6.2), l’algorithme de recherche du pixel va étendre le rayon dans lequel il cherche un pixel touché jusqu’à trouver un pixel allumé pour une raison quelconque (bruit ou particule secondaire). Ces signaux de bruit sont assez faibles et sont donc reconstruits comme des particules de faible charge². À noter que, du fait de l’abondance bien supérieure des protons et des hé-

2. En désactivant le masque des pixels bruités, on pourrait récupérer ces évènements mais on augmenterait aussi le bruit.

8.2 Estimation des efficacités et des contaminations des espèces B, C, N et O avec les données de vol

liums, cette contamination, qui peut paraître importante, est totalement négligeable pour l'estimation des flux de proton et d'hélium.

8.2.3 Erreur sur l'efficacité et la contamination

On cherche à connaître l'erreur sur l'estimation des efficacités et des contaminations dans chaque plan. Ces termes sont estimés comme la fraction du nombre d'événements N_H vérifiant une hypothèse H par rapport à un nombre d'événement total N_{tot} . Tous les événements sont indépendants et possèdent une probabilité p de vérifier l'hypothèse H . Chaque événement suit donc une loi de Bernoulli et le nombre N_H suit une loi binomiale. Sa variance dépend du nombre d'événements total dans l'échantillon N_{tot} et de l'efficacité. Elle s'écrit :

$$Var(\epsilon) = N_{tot}\epsilon(1 - \epsilon).$$

En pratique, ϵ n'est pas connu et un estimateur de la variance peut être écrit à partir de l'estimateur de l'efficacité $\hat{\epsilon} = N_H/N_{tot}$:

$$\hat{Var}(\epsilon) = N_H(1 - \frac{N_H}{N_{tot}}).$$

Dans le cas de la contamination, ces erreurs sont utilisées telles quelles cependant dans le cas de l'efficacité elles sont utilisées pour effectuer l'ajustement de la droite qui servira d'estimateur de l'efficacité. Les erreurs sur les paramètres de l'ajustement nous permettent de définir la variance – et donc l'erreur – sur l'estimateur $\hat{\epsilon}$ de l'efficacité. L'ajustement de l'efficacité étant du type $\hat{\epsilon} = a \log(E) + b$ (où a et b sont les paramètres) la variance s'exprime :

$$Var(\hat{\epsilon}) = Var(a)\log(E)^2 + Var(b) + 2Cov(a, b)\log(E),$$

où $Var(a)$, $Var(b)$ et $Cov(a, b)$ sont donnés par la routine de minimisation.

8.2.4 Autres effets impactant l'estimation des efficacités et des contaminations

8.2.4.1 Impact de la fragmentation

La fragmentation peut-elle biaiser l'estimation des efficacités ? La réponse dépend de l'agencement des sous-détecteurs et de leurs grammages. La probabilité de fragmentation dépend de la quantité de matière traversée par la particule incidente. Dans CREAM-III, la fragmentation est particulièrement probable dans le TCD, le CD et dans les photo-multiplicateurs de CherCam. Si la fragmentation se produit au-dessus de CherCam, la particule a bien la même charge lors de sa traversée des trois sous-détecteurs et tout se passe comme s'il n'y avait pas eu de fragmentation et l'efficacité est calculée correctement. Si la particule fragmente dans les photo-multiplicateurs de CherCam, elle a une charge différente lors de sa traversée de l'aérogel et des plans de SCD. Elle ne sera tout simplement pas sélectionnée pour faire partie de l'échantillon et une fois encore le calcul de l'efficacité n'est pas biaisé. Puisque la fragmentation est très improbable dans les deux plans de SCD du fait de leur faible grammage, celle-ci n'a pas d'effet^{3 4}.

3. Si le grammage du Top SCD avait été plus important, un scénario supplémentaire biaisant le calcul de l'efficacité aurait été possible. En effet, si une particule i fragmente en une particule j dans le Top SCD, sa mesure est cohérente dans CherCam et le Top SCD et elle est incluse dans l'échantillon de particule i . La distribution des charges i reconstruites par le Bottom SCD inclut donc des particules j . On peut aussi observer un effet similaire dans la distribution des charges reconstruites dans CherCam et sélectionnées avec les SCD.

4. Ce paragraphe a pour sujet l'impact de la fragmentation sur l'estimation des efficacités mais ce n'est pas la seule conséquence de la fragmentation. Dans la section 9.3 nous verrons que la fragmentation qui survient de la traversée de l'atmosphère ainsi que de la partie supérieure du détecteur biaise aussi le nombre d'événements de chaque espèce que l'on dénombre. On corrigera alors de cette deuxième conséquence.

8.2.4.2 Non indépendance des mesures de charge des SCDs pour p, He

Dans ce qui précède, nous avons mis en place une procédure de calcul des efficacités et des contaminations à partir des données de vol. Une condition nécessaire pour que cette procédure soit correcte est que les mesures de charge des trois sous-détecteurs soient indépendantes. La figure 8.3 de gauche est un zoom de la distribution des charges mesurées par les deux plans de SCD entre 0 et 5 unités de charge (zoom de la figure 7.2). Outre les deux pics qui sont dus aux protons et aux héliums, on observe une longue traînée sur la diagonale. Dans le cas de mesures indépendantes, cette diagonale n'a pas lieu d'être. La distribution attendue simplifiée est représentée sur la figure 8.3 de droite en prenant un rapport d'abondance proton/hélium proche du rapport réel, ainsi que des distributions de charge qui suivent une distribution de Landau. En comparant les deux distributions, on s'aperçoit que la distribution réelle est la somme de la distribution théorique et de cette composante diagonale qui est discutée dans la section 9.1.

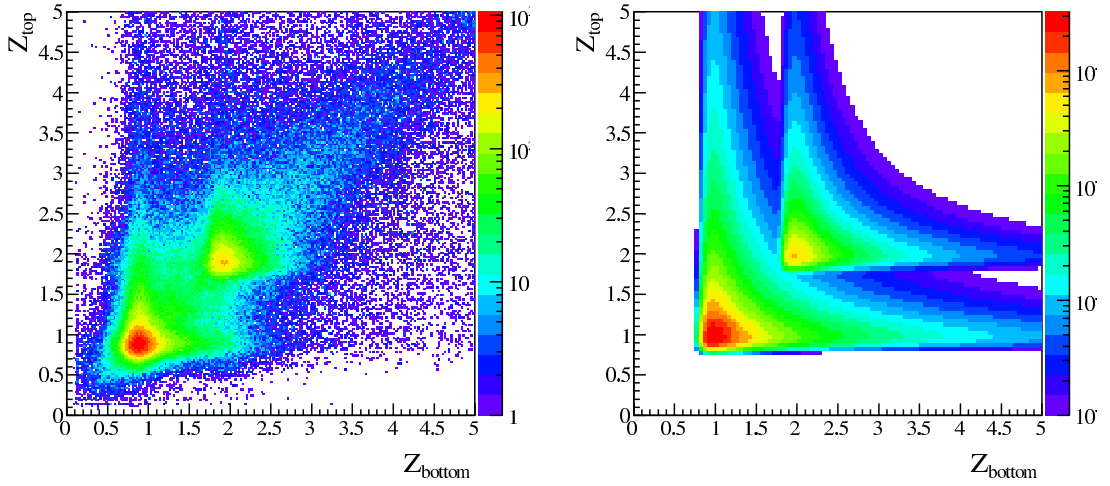


FIGURE 8.3 – À gauche : distribution des charges mesurées par le Bottom et le Top SCD. À droite : distribution théorique attendue dans le cas où les mesures de charge des deux détecteurs sont indépendantes et suivent une loi de Landau.

Cette corrélation a deux conséquences majeures (que nous allons étudier par la suite) :

- Si elle n'affecte pas la validité du calcul des contaminations pour les espèces C, N, O primaires, elle restreint le domaine de validité aux basses énergies pour le bore, espèce secondaire. Alors que dans la matrice de contamination finale (Cf. eq 8.3) la contamination des bores par les protons (resp. les héliums) paraît extrêmement faible ($4.73 \cdot 10^{-6}$ (resp. $2.13 \cdot 10^{-5}$)), elle semble à vu d'oeil plus importante sur la figure 8.3. La spécificité de la contamination d'un secondaire par un primaire est que la contamination croît comme le rapport des abondances des éléments. Puisque les flux des secondaires et des primaires suivent des lois de puissance d'indices différents, le rapport des abondances – et donc la contamination – croissent aussi en loi de puissance. La contamination peut donc devenir critique à haute énergie. La figure de gauche de 8.4 représente la distribution bi-dimensionnelle des mesures de charge mais, cette fois-ci, divisée en deux domaines d'énergie reconstruite et avec une coupure en énergie ($E_{\text{cut}} = 300 \text{ GeV}$) qui permet d'avoir une statistique similaire dans les deux distributions. Tout d'abord, on constate que la traînée des protons et des héliums est bien plus importante à haute énergie qu'à basse énergie. Ceci nous indique que la

8.2 Estimation des efficacités et des contaminations des espèces B, C, N et O avec les données de vol

contamination est plus importante à haute énergie. Même dans les bins de haute énergie, le pic de carbone apparaît distinctement contrairement au pic du bore noyé sous la contamination. La contamination des carbones par les protons et les héliums semble donc être assez faible contrairement à celle des bores. De plus, le problème principal des bores est leur abondance qui diminue beaucoup plus rapidement que celle des protons et pour lesquels une contamination de 1% à 100 GeV se transforme en une contamination de $\sim 10\%$ à 100 TeV.

- La procédure pour le calcul des efficacités n'est pas utilisable telle quelle pour p et He. Mathématiquement nous avons vu que l'indépendance des mesures était nécessaire pour séparer les intégrales de l'équation 8.1. D'un point de vue plus physique, cela s'explique par le fait que si les mesures sont corrélées, l'échantillon pur que l'on tente de créer (par exemple avec la condition $|Z_{\text{top}} - 2| < 0.5$) ne contiendra pas les événements qui sont dans la diagonale, mais ceux qui sont dans un ruban horizontal centré sur $Z_{\text{top}} = 2$ sur la figure 8.3. Ces événements ne sont donc pas représentatifs des événements de la diagonale qui posent problème. Les efficacités d'identification des protons et des héliums ne peuvent donc pas être calculées avec la procédure mise en place. Dans la section suivante, on mettra en place une nouvelle procédure pour le calcul de ces efficacités.

Le problème de la contamination du bore par les protons et les héliums est plus difficile à résoudre que le calcul des efficacités des protons et des héliums pour plusieurs raisons. D'abord les données simulées sont insuffisantes pour pouvoir estimer correctement cette contamination. Enfin, en plus du rapport d'abondance, c'est le processus lui-même qui semble devenir plus important à haute énergie. On peut s'en convaincre en observant les figures 8.4 où la corrélation est beaucoup plus importante sur la distribution à haute énergie (figure de droite). Nous verrons, dans la section 9.1, que pour résoudre ce problème, une nouvelle coupure sera nécessaire pour s'affranchir de cette contamination. On estimera l'efficacité de cette nouvelle coupure, qu'il faudra corriger indépendamment de la coupure de coïncidence.

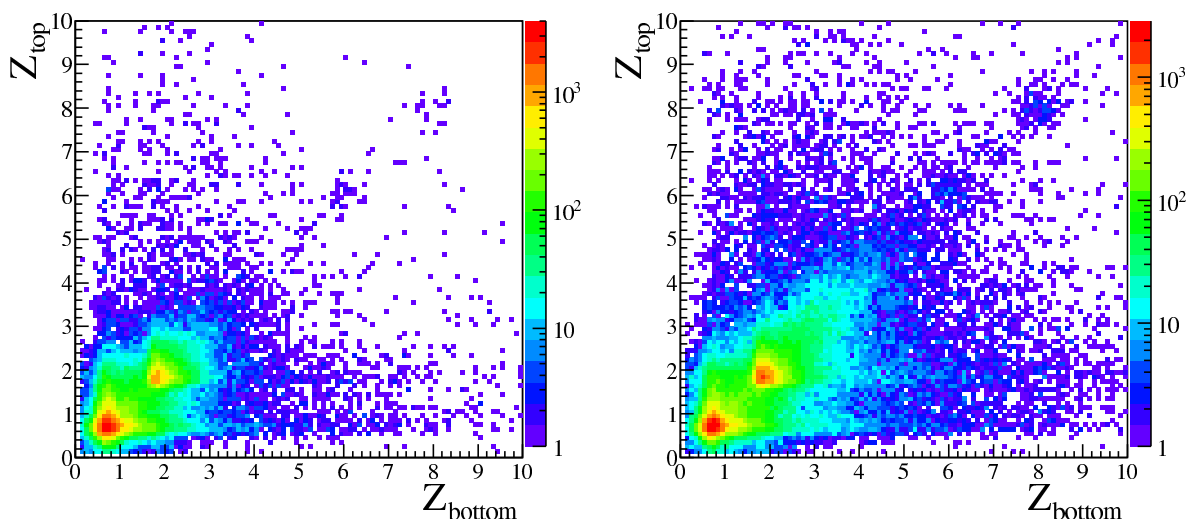


FIGURE 8.4 – Distribution des charges mesurées par les deux plans de SCD pour les événements de basse énergie ($E_{\text{rec}} < 300$ GeV) et de haute énergie ($E_{\text{rec}} > 300$ GeV).

8.3 Estimation de l'efficacité de sélection des espèces p et He avec la simulation GEANT3

Nous venons de voir que les mesures de basse charge dans les deux plans de SCD peuvent être corrélées et que ceci rend caduque la procédure d'estimation de l'efficacité de sélection à partir des données de vol pour p et He. Nous allons donc mettre en place une nouvelle procédure pour le calcul de l'efficacité à partir des données simulées avec GEANT3. Pour avoir accès à cette efficacité dans les données simulées, il suffit de compter la fraction d'évènements qui passent la coupure de coïncidence de charge parmi les évènements qui ont déclenché le calorimètre et dont la trace reconstruite passe par le plan supérieur du SCD. La figure 8.5 représente les efficacités des protons et des héliums estimées à partir de la simulation. On constate que l'efficacité est relativement indépendante de l'énergie. Les efficacités de sélection des protons et des héliums sont plus faibles que les efficacités de sélection de B, C, N et O. Cela peut s'expliquer par le fait qu'il est plus facile de confondre le signal d'une particule albédoe avec celui de la particule incidente lorsque cette dernière possède une faible charge. Il y a donc plus de mauvaise identification dans le cas proton et hélium.

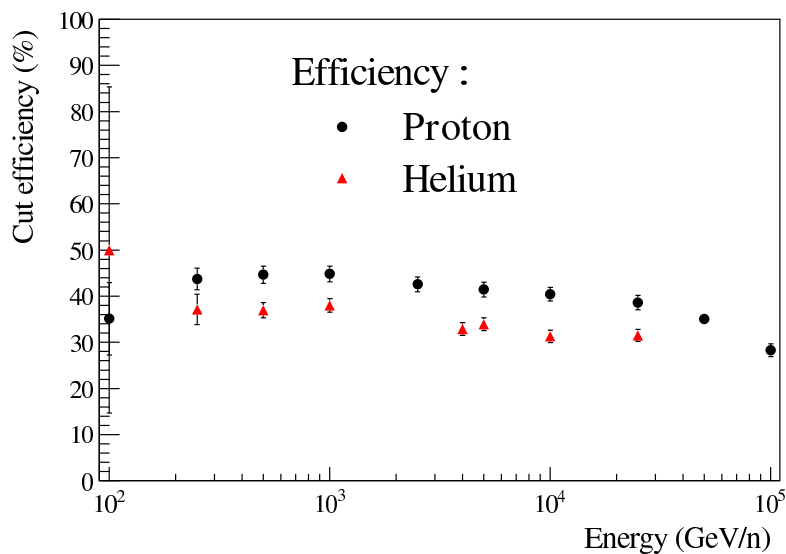


FIGURE 8.5 – Efficacités de la coupure pour les protons (noir) et les héliums (rouge).

8.4 Résultat final pour la matrice d'identification

Nous avons maintenant toutes les efficacités et les contaminations nécessaires pour construire les matrices finales (rappelons qu'en raison des dépendances énergétiques, on construit une matrice pour chaque bin en énergie).

Cependant, la matrice obtenue possède des termes mal estimés. En effet, puisque pour B, C, N et O, les efficacités et les contaminations sont estimées à partir des données réelles, elles peuvent être biaisées si les échantillons utilisés sont eux-mêmes contaminés. La pureté des différents échantillons dépend principalement de l'abondance des éléments et de leurs voisins. Ainsi, l'échantillon de

8.4 Résultat final pour la matrice d'identification

protons est très pur, tandis que l'échantillon de bore peut être contaminé par des carbones mal reconstruits mais, aussi par des protons et des héliums. La contamination de l'échantillon de bore par des carbones a une conséquence sur l'estimation de la contamination du carbone par les bores. En effet, si l'échantillon de bore contient des carbones, ils sont probablement bien reconstruits par le détecteur dont on estime les contaminations et ils vont former un pic en $Z=5$. Dans l'hypothèse d'échantillon pur (comme c'est le cas dans notre méthode d'estimation), ces éléments à $Z=5$ de l'échantillon de bore sont interprétés comme des bores mal reconstruits. On va donc surestimer la contamination des carbones par les bores. Un effet similaire se produit dans l'échantillon d'azote contaminé par les carbones et les oxygènes. Les termes sensibles à des impuretés dans les échantillons sont donc modifiés. Les modifications sont basées sur le fait que les efficacités et les contaminations ne dépendent que de la réponse des sous-détecteurs au passage d'une charge donnée. On peut faire l'hypothèse que ces réponses seront proches pour deux charges proches. Les termes suivants de la matrice $[A]$ sont modifiés :

- La contamination de l'élément Z_i par l'azote (resp. bore) est prise égale à la contamination de l'élément Z_{i+1} par l'oxygène (resp. carbone).
- La contamination de l'oxygène par l'azote est prise égale à la contamination de l'azote par le carbone.
- La contamination de l'oxygène par le bore est mise à 0. En effet, la contamination est extrêmement faible, mais en plus, l'abondance des bores est très faible devant celle des oxygènes. Par ailleurs, pour l'inversion de la matrice, il est préférable d'avoir des termes nuls à des termes extrêmement petits.

À 800 GeV/nucL, la matrice $[A]$ est la suivante :

$$\begin{matrix}
 & \text{B} & \text{C} & \text{N} & \text{O} & \text{H} & \text{He} \\
 \left(\begin{array}{cccccc}
 \mathbf{6.1 \cdot 10^{-1}} & 6.5 \cdot 10^{-4} & 8.6 \cdot 10^{-5} & 2.3 \cdot 10^{-5} & 4.7 \cdot 10^{-6} & 2.1 \cdot 10^{-5} \\
 6.5 \cdot 10^{-3} & \mathbf{6.1 \cdot 10^{-1}} & 8.6 \cdot 10^{-4} & 8.6 \cdot 10^{-5} & 1.1 \cdot 10^{-6} & 9.8 \cdot 10^{-6} \\
 9.2 \cdot 10^{-7} & 6.5 \cdot 10^{-3} & \mathbf{6.2 \cdot 10^{-1}} & 8.6 \cdot 10^{-4} & 5.7 \cdot 10^{-7} & 2.6 \cdot 10^{-6} \\
 0 & 9.2 \cdot 10^{-7} & 6.5 \cdot 10^{-3} & \mathbf{6.2 \cdot 10^{-1}} & 3.4 \cdot 10^{-7} & 1.6 \cdot 10^{-6} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{7.8 \cdot 10^{-1}} & 3.5 \cdot 10^{-3} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 4.3 \cdot 10^{-3} & \mathbf{7.1 \cdot 10^{-1}}
 \end{array} \right) & (8.3)
 \end{matrix}$$

Chapitre 9

Estimation des flux B, C, N, O, H et He

9.1 Coupure supplémentaire sur la sélection des noyaux de bore

Nous avons vu, dans la section 8.2.4.2, qu'à basse charge, il existait une corrélation entre les mesures des deux plans de SCD. Cette corrélation nous a forcés à mettre au point une nouvelle méthode d'estimation des efficacités pour les protons et les héliums. Elle nous empêche aussi d'estimer correctement la contamination des bores par les protons et les héliums. En pratique, il est difficile d'estimer correctement la contamination des bores par les protons et les héliums. D'abord, on veut rester sur une approche la plus indépendante possible de la simulation. En effet, les données simulées avec GEANT3 sont trop peu nombreuses pour estimer correctement la contamination et les données simulées avec GEANT4 ne sont pas suffisamment contrôlées pour pouvoir être utilisées pour une estimation de la contamination. Ensuite l'utilisation des données réelles pour cette estimation est délicate. Nous avons vu que la corrélation des mesures dans les deux plans de SCD biaisait les échantillons purs et que ceux-ci ne représentaient plus l'échantillon de départ. On peut alors tenter de créer un échantillon de protons ou d'héliums en utilisant uniquement CherCam afin d'étudier directement la densité de probabilité à deux dimensions des charges mesurées par les deux plans de SCD. Mais deux problèmes surgissent. On perd en pureté dans l'échantillon mais surtout, tout nous laisse à penser que la mesure effectuée dans CherCam peut être corrélée avec les mesures dans les deux plans de SCD. Au final, on est donc incapable de créer des échantillons purs et non-biaisés de protons et d'héliums à partir des données de vol. Nous allons donc mettre en place une nouvelle coupure qui supprime toute contamination potentielle.

9.1.1 Origine de la corrélation des mesures du SCD à basse charge : les interactions inélastiques

Pour comprendre l'origine de cette corrélation des mesures de charge des deux plans de SCD, nous avons utilisé la simulation GEANT4 pour générer des protons traversant le détecteur. La simulation reproduit bien ce phénomène et la distribution des charges mesurées par les deux détecteurs présente bien cette corrélation caractéristique. Grâce à son système de graine qui détermine de manière unique les nombres pseudo-aléatoires générés par GEANT4 pour modéliser les interactions, on peut générer plusieurs fois exactement le même événement. On peut donc générer un grand nombre de protons et ne garder que les événements dont les mesures présentent une forte corrélation. On ré-analyse ensuite ces événements mais, cette fois-ci, on suit pas à pas le parcours de la particule incidente dans le détecteur. Cette procédure permet de déterminer le processus qui produit la corrélation.

9.1 Coupure supplémentaire sur la sélection des noyaux de bore

La figure 9.1 montre la contribution de chaque type de particule à l'énergie déposée dans le pixel du Top SCD traversé par la particule incidente (proton). La figure de gauche montre cette distribution

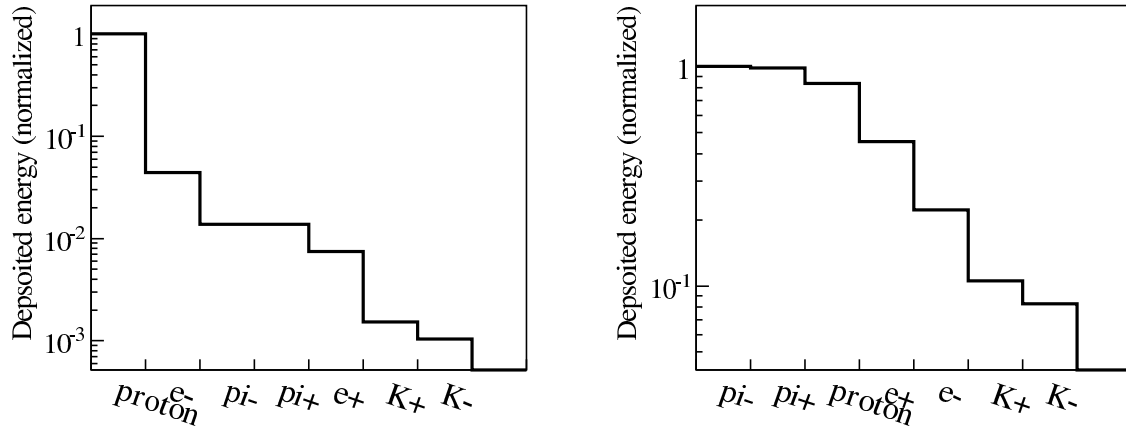


FIGURE 9.1 – Contributions des différents types de particule à l'énergie déposée (dans le pixel du Top SCD traversé par la particule incidente). La figure de gauche montre cette distribution pour des événements "normaux" tandis que la figure de droite montre cette distribution pour les événements dont la charge reconstruite est élevée et corrélée dans les deux sous-détecteurs.

pour des événements dont la charge reconstruite est en coïncidence dans les deux détecteurs et est inférieure à 2. La figure de droite montre cette même distribution pour les événements en coïncidence et dont la charge reconstruite est supérieure à 2. Tandis que dans les événements standards la majorité de l'énergie déposée est déposée par le proton incident, dans les événements reconstruits à haute charge ($Z > 2$), ce sont les pions secondaires qui déposent le plus d'énergie. On peut en conclure que le phénomène qui provoque la reconstruction à trop haute charge des protons et des héliums est la présence d'interactions inélastiques au-dessus des SCDs. Ces interactions génèrent des particules secondaires, et notamment des pions chargés, collimés avec la particule incidente et qui déposent de l'énergie dans le même pixel. Le signal total dans le pixel est la somme quadratique des signaux dus à chaque particule. Puisque ces particules sont majoritairement de charge un, on obtient un continuum de valeurs possibles entre les signaux traditionnels des charges. La reconstruction de la charge étant basée sur l'énergie déposée, on surestime la valeur de la charge.

9.1.2 Coupures protons et héliums simulant un noyau de bore

Pour créer la coupure, il faut être capable de mettre en évidence une caractéristique de ces événements mal reconstruits. Pour cela, on peut utiliser le visualisateur d'événements afin d'étudier leurs motifs sur les plans de SCD. Un échantillon d'événements susceptible de comporter une grande quantité d'événements ayant eu des interactions inélastiques est l'ensemble des événements dont les charges mesurées par les deux SCDs sont corrélées et comprises entre 2.5 et 4.5. En effet, dans cette zone, on devrait en principe trouver des événements lithium et béryllium, mais ces espèces étant peu présentes dans le rayonnement cosmique, leur signal est noyé sous la quantité de protons et d'héliums mal reconstruits ¹.

1. Ceci explique pourquoi peu de mesures de ces flux sont disponibles. En utilisant CherCam, qui permet une meilleure réjection des protons et des héliums, cette mesure pourrait être envisagée.

En visualisant ces événements, on s'aperçoit qu'autour du pixel traversé par la particule incidente, une multitude de pixels sont aussi allumés. Comme nous venons de le voir, tout ce bruit provient de particules secondaires produites au-dessus des SCDs et qui ne sont pas suffisamment collimées pour tomber dans le même pixel que la particule incidente. On peut utiliser cette observation pour caractériser et supprimer les événements où la particule incidente a subi une interaction inélastique. La coupure que nous allons utiliser est basée sur le nombre de coups ADC intégrés dans un rayon de 10 cm autour du pixel traversé par la particule incidente (les coups ADC dans le pixel de la particule incidente ne sont pas pris en compte). Cette variable sera appelée par la suite ADC_{tot} . La distribution de la charge reconstruite (moyenne quadratique des charges mesurées sur les deux plans de SCD) en fonction de ADC_{tot} est représentée sur la figure 9.2 du haut. Chaque traînée horizontale représente un élément du rayonnement cosmique. Le fait que ces traînées soient bien horizontales nous montre qu'il n'existe pas de dépendance entre la valeur de la charge mesurée (qui ne dépend que des coups ADC dans le pixel touché) et ADC_{tot} ².

La caractéristique importante de la figure 9.2 est la tache qui part en diagonale à partir des faibles charges. Cette diagonale confirme la corrélation qui existe entre la valeur de la charge mesurée dans le pixel touché et le nombre de coups ADC dans le voisinage pour certains événements. On peut utiliser cette observable pour couper les événements ayant subi une interaction inélastique. La ligne diagonale (en rouge) qui apparaît sur la figure 9.2 du haut représente la coupure effectuée pour éliminer les événements (son équation est $Z_{SCD} = 2 + 0.006 ADC_{tot}$). Pour une meilleure visibilité, la droite complète est affichée, mais la coupure est en réalité appliquée seulement pour les candidats bore, à savoir $4.5 < Z_{bottom/top} < 5.5$. Pour ces candidats bore, ceux qui se trouvent à droite de la ligne sont supprimés de l'échantillon. Puisque nous ajoutons une nouvelle coupure à l'analyse, il faut calculer son efficacité et la corriger car celle-ci n'est pas prise en compte dans l'estimation de la matrice d'identification du chapitre 8. L'efficacité de cette coupure des candidats bores est estimée en fonction de l'énergie en appliquant la coupure sur des échantillons de carbones. La fraction de carbones coupés nous donne l'efficacité de la coupure. Cette estimation de l'efficacité repose sur deux hypothèses :

- On fait l'hypothèse que l'efficacité de cette coupure est la même pour les bores et pour les carbones. Le nombre de 'vrais' bores et carbones coupés dépend de leur propension à générer des particules secondaires, non collimées, au-dessus des SCD. C'est donc seulement le comportement nucléaire qui intervient et le bore et le carbone sont des éléments similaires.
- On fait aussi l'hypothèse que les échantillons de carbone utilisés sont purs et ne contiennent pas ou peu d'événements dus à des interactions inélastiques. Cette hypothèse est justifiée par deux raisons. Tout d'abord, il est beaucoup plus difficile d'imiter une charge 6 qu'une charge 5 à partir de particules secondaires faiblement chargées. En raison de l'évolution du signal avec le carré de la charge, il faut 25 charges unité pour imiter un bore et 36, soit 50 % supplémentaire, pour imiter un carbone. De plus comme on l'a vu plus haut, la contamination d'un échantillon est proportionnelle au rapport d'abondance et comme les protons et les carbones sont tous les deux primaires, la contamination ne va pas croître avec l'énergie comme c'est le cas avec la contamination du bore.

L'efficacité de la coupure en fonction de l'énergie est présentée sur la figure 9.2 du bas. On peut remarquer que l'efficacité de la coupure décroît. Ceci vient des particules albédoes qui remontent du

2. On observe, cependant, que la moyenne de ADC_{tot} évolue en fonction de la charge. Cette observation semble indiquer qu'à chaque fois qu'une particule traverse le détecteur, et même si elle ne produit pas d'interaction inélastique, des particules secondaires sont créées et que leur nombre dépend de la charge de la particule incidente.

9.1 Coupure supplémentaire sur la sélection des noyaux de bore

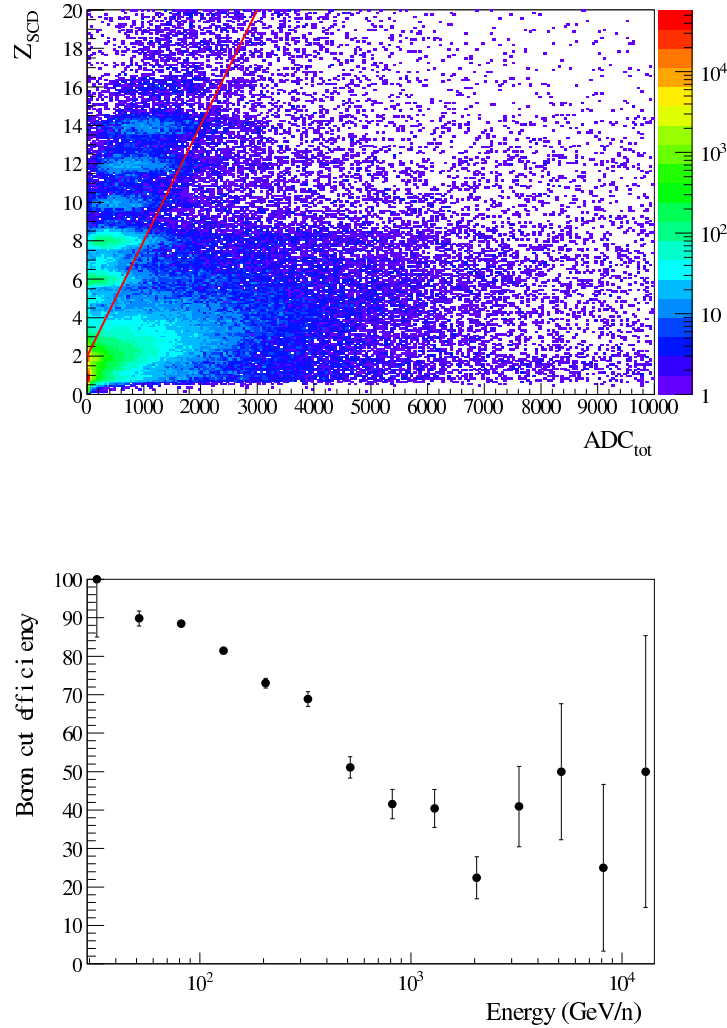


FIGURE 9.2 – En haut : charge reconstruite à l’aide des deux SCDs en fonction du nombre de coups ADC intégrés dans un rayon de 10 cm autour du pixel de la particule incidente et moyenné sur les deux plans. La ligne rouge est la droite d’équation $Z_{SCD} > 2 + 0.006 ADC_{tot}$. La majeure partie des évènements à droite de cette ligne ont subi une interaction inélastique. Pour les évènements reconstruits comme des bores on s’affranchira de tout ceux à droite de cette ligne afin d’améliorer la pureté. En bas : efficacité de la coupure sur les bores $Z_{SCD} > 2 + 0.006 ADC_{tot}$.

calorimètre et sont de plus en plus nombreuses. Ces particules, lorsqu’elles traversent les plans dans le voisinage du pixel traversé par la particule incidente, font augmenter la valeur de ADC_{tot} . Sur la figure on peut voir que la statistique permet une estimation précise de l’efficacité jusqu’à 1 TeV/nucl. Cette valeur correspond justement à l’énergie maximale à laquelle on pourra reconstruire le flux de bore compte tenu de la statistique disponible. Enfin, cette estimation de l’efficacité nous permet de corriger des bores qui ont été coupés mais elle ne nous assure pas de la pureté du lot d’évènements qui passent la coupure. Cependant, une inspection visuelle de tous les bores de haute énergie passant

la coupure montre que tous les évènements restants ont des signaux très propres dans les deux plans SCD qui ne sont pas caractéristiques des évènements mal identifiés.

Concernant l'erreur sur cette efficacité, l'erreur due à la statistique domine. Comme dans le cas de l'erreur sur l'efficacité de la coupure de coïncidence abordée dans le chapitre 8, on cherche à tester une hypothèse (l'évènement passe la coupure) et le nombre d'évènements passant la coupure suit une loi binomiale similaire à celle présentée dans la section 8.2.3.

9.1.3 Conséquence de cette coupure sur la spallation des noyaux lourds en bore

Cette coupure a une conséquence supplémentaire. Elle supprime aussi les évènements qui fragmentent dans le détecteur mais au-dessus des plans de SCD. En effet, dans le cas de fragmentations dans le détecteur, la particule fragmentée est aussi accompagnée de particules secondaires qui génèrent du bruit dans les pixels du SCD. Puisque ces particules secondaires sont aussi collimées avec la particule incidente, elles vont contribuer à la valeur de ADC_{tot} et ces évènements seront aussi coupés. Ceci est vrai seulement pour la fragmentation dans le détecteur puisque les particules secondaires sont encore suffisamment collimées, si la fragmentation se produit dans l'atmosphère, et donc bien au-dessus du détecteur, les particules secondaires vont suffisamment s'éparpiller pour ne pas contribuer à ADC_{tot} . Dans la section 9.3, on ne prendra donc pas en compte la fragmentation de noyaux en bore dans le détecteur car cet effet est déjà corrigé par l'efficacité que nous venons de calculer.

9.2 Calcul de l'acceptance du détecteur et de l'efficacité de déclenchement

9.2.1 Notions de facteur géométrique et d'efficacité de déclenchement

Dans le cas d'un détecteur idéal, l'acceptance est égale au facteur géométrique et représente l'angle solide observé par le détecteur intégré sur la surface de détection. Son expression est la suivante :

$$GF = \int_S \int_{\Omega} d\vec{\Omega} \cdot d\vec{S},$$

où S représente la surface sensible du détecteur et $\Omega(S)$ l'angle solide disponible depuis la surface dS . En pratique, les détecteurs possèdent une efficacité de déclenchement ϵ^{trig} définie comme la fraction d'évènements passant à travers le détecteur qui déclenchent l'acquisition. L'acceptance d'un détecteur se différencie donc du facteur géométrique par l'ajout de ce terme d'efficacité :

$$Acc^{trig}(E) = \int_S \int_{\Omega} \epsilon^{trig}(\Omega, S, E) d\vec{\Omega} \cdot d\vec{S}.$$

Les choix de la surface sensible S et de $\Omega(S)$ ne sont pas uniques. En effet, on peut, par exemple, choisir d'inclure dans la surface S des zones d'efficacité de déclenchement nulle qui augmenteront la valeur de l'efficacité géométrique et diminueront la valeur de l'efficacité sans pour autant modifier l'acceptance. Le but de cette remarque est d'insister sur le fait que l'expression de l'acceptance $Acc^{trig} = GF \cdot \epsilon^{trig}$, bien que correcte, est le produit de deux termes GF et ϵ^{trig} qui ne sont pas définis de manière univoque.

9.2.2 Estimation des efficacités pour p et He avec GEANT 3

Pour estimer l'acceptance du détecteur, nous devons utiliser la simulation du détecteur. L'acceptance dépend énormément du comportement de la gerbe dans le calorimètre puisque l'acquisition de l'évènement dépend du signal déposé. Il faut donc une simulation du calorimètre la plus réaliste possible et c'est la simulation GEANT3 qui permet, dans notre cas, d'obtenir les résultats les plus réalistes au niveau de la calorimétrie. À partir de la simulation, on peut exprimer l'acceptance du détecteur à partir de l'acceptance de génération Acc^{gen} , qui correspond au facteur géométrique de la surface sur laquelle on génère les particules, et de la fraction d'évènements au-dessus du seuil de déclenchement. L'efficacité de déclenchement est définie comme le rapport N^{trig}/N^{tot} , où N_{tot} et N_{trig} sont respectivement le nombre d'évènements satisfaisant cette condition et le nombre d'évènements total :

$$Acc^{trig}(E) = Acc^{gen}(E) \frac{N^{trig}(E)}{N^{tot}(E)}.$$

Acceptance de génération

Dans la simulation GEANT3 de CREAM, les particules sont générées sur un parallélépipède de dimensions $225 \times 225 \times 185 \text{ cm}^3$ à l'exception de la face inférieure sur laquelle le détecteur est posé. Les particules sont donc générées sur 4 faces d'aires $S_1 = 225 \times 185 \text{ cm}^2$ et sur la face supérieure d'aire $S_2 = 225 \times 225 \text{ cm}^2$. Les particules sont générées de manière isotrope mais avec une direction descendante. L'acceptance de génération se calcule donc analytiquement :

$$\begin{aligned} Acc^{gen} &= \int_S \int_{\Omega} d\vec{\Omega} \cdot d\vec{S} \\ &= 4S_1 \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi + S_2 \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \\ &= (2S_1 + S_2) \pi = 4.21 \text{ m}^2 \text{sr}. \end{aligned}$$

Condition de déclenchement et calcul de $N^{trig}(E)$

Pour calculer $N^{trig}(E)$, on doit comptabiliser le nombre d'évènements simulés passant les coupures de l'analyse concernant le déclenchement. Ces conditions sont :

- 6 couches de calorimètre successives (3 dans le plan XZ, 3 dans le plan YZ) doivent posséder une cellule avec un dépôt d'énergie d'au moins 13.7 MeV ;
- la trace reconstruite avec le calorimètre (Cf. section 6.1.2) doit passer par le plan du Top SCD.

Calcul de $N^{tot}(E)$

Les jeux de données simulées ne contiennent que les évènements dont la trajectoire passe à travers le Top SCD, les cotés des cibles de carbones ou les cotés du calorimètre. On ne connaît donc pas le nombre d'évènements générés $N^{tot}(E)$ et il faut le calculer. Tous les évènements qui passent à travers le SCD sont gardés par la simulation. Sachant que le flux de particules est isotrope, on peut calculer l'acceptance de ce plan de SCD comme :

$$Acc^{SCD} = \pi S^{SCD} = 1.95 \text{ m}^2 \text{sr}.$$

9.2 Calcul de l'acceptance du détecteur et de l'efficacité de déclenchement

On peut ensuite relier le nombre de particules passant à travers le SCD $N^{SCD}(E)$ au nombre total de particules générées :

$$\frac{N^{SCD}(E)}{N^{tot}(E)} = \frac{Acc^{SCD}}{Acc^{gen}}.$$

L'acceptance du détecteur s'écrit donc :

$$Acc^{trig}(E) = Acc^{Gen} \frac{N^{trig}(E)}{N^{tot}(E)} = Acc^{SCD} \frac{N^{trig}(E)}{N^{SCD}(E)}.$$

Les acceptances pour les protons (en ligne continue) et les héliums (en pointillé) en fonction de l'énergie sont présentées à la figure 9.3. On constate que les acceptances saturent au-delà de quelques TeV. Ceci s'explique par le fait qu'à haute énergie, tout évènement où une gerbe est initiée déposera suffisamment d'énergie dans le calorimètre pour déclencher l'acquisition. La probabilité de déclencher une gerbe dépend de la section efficace de destruction de la particule incidente qui est indépendante de l'énergie à haute énergie. Cependant, cette probabilité dépend de l'espèce considérée et ce sont les protons qui ont la section efficace de destruction la plus petite. Même à haute énergie, il subsiste une probabilité non nulle pour que les protons n'interagissent pas dans le calorimètre et ne déclenchent pas l'acquisition. Du fait d'une section efficace de destruction plus grande, les héliums initient des gerbes plus fréquemment, d'où leur acceptance à haute énergie grande.

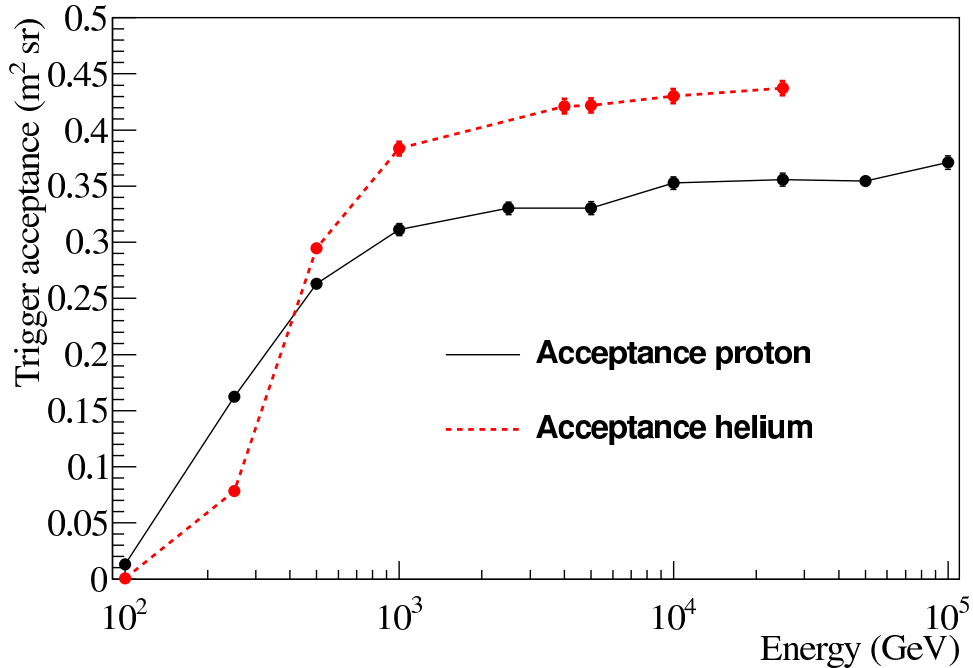


FIGURE 9.3 – Acceptance en fonction de l'énergie cinétique totale (en GeV) des protons (ligne continue) et des héliums (traits pointillés). Les barres d'erreurs statistiques sont dans les points.

9.2 Calcul de l'acceptance du détecteur et de l'efficacité de déclenchement

Impact d'un biais sur la trajectoire reconstruite pour l'estimation de l'acceptance

Nous avons vu dans la section 6.1.2.1, que la méthode de reconstruction de la trajectoire dans le calorimètre utilisant les barycentres dans chaque plan pouvait biaiser l'estimation de l'acceptance. Nous avons maintenant tous les éléments pour comparer les acceptances obtenues avec les deux méthodes de reconstruction de la trajectoire. Rappelons que les deux méthodes projettent la trajectoire dans les plans X-Z et Y-Z et reconstruisent ses deux composantes indépendamment. Dans la méthode des barycentres, et dans les deux plans, on cherche le pixel le plus touché de chaque tranche de calorimètre et ses deux voisins. À partir de ces 3 points, on construit le barycentre de chaque couche puis on reconstruit une droite à partir de l'ensemble des barycentres. Dans la méthode par ajustement, on pré-sélectionne un ensemble de pixels puis on minimise une fonction qui dépend de la distance de chaque pixel et de l'énergie qui y est contenue.

La biais de la méthode des barycentres vient du fait que les événements sélectionnés pour le calcul de l'acceptance doivent satisfaire la condition que la trajectoire reconstruite passe à travers le Top SCD. Pour les événements dont les trajectoires sont trop inclinées, la reconstruction de la trajectoire est biaisée et les trajectoires sont reconstruites trop verticalement. En conséquence, des événements qui ne devraient pas être sélectionnés le sont, et l'acceptance calculée est sur-estimée. Ceci apparaît clairement sur la figure 9.4 qui représente l'acceptance des protons calculée par les deux méthodes. On constate qu'à basse énergie les résultats sont similaires, mais que la différence devient significative à haute énergie. À haute énergie, l'acceptance est supposée atteindre un plateau puisque l'efficacité de déclenchement atteint 100 % pour les événements passant à travers le SCD. L'acceptance est alors égale au facteur géométrique de l'ensemble calorimètre-Top SCD. L'acceptance calculée dans le cas d'une reconstruction de la trajectoire avec la méthode des barycentres ne sature pas avec l'énergie car de plus en plus d'événements inclinés possèdent une gerbe suffisamment large pour allumer 6 couches de calorimètre. Puisqu'ils sont mal reconstruits, ils sont ensuite inclus dans le décompte des événements sélectionnés. Dans le cas de la méthode de l'ajustement, le fait que l'acceptance atteigne un régime de saturation nous indique qu'un tel biais n'est pas présent.

9.2.3 Estimation des acceptances pour B, C, N et O avec GEANT3

On peut effectuer la même procédure pour calculer les acceptances pour les quelques points simulés de carbones et d'oxygènes. Les résultats sont présentés sur la figure 9.5. Le nombre de points n'est pas suffisant pour estimer l'acceptance du détecteur proprement car on ne connaît pas l'évolution de l'acceptance avec l'énergie. On effectue donc une mise à l'échelle des données hélium puisque c'est le meilleur compromis entre nombre de points disponibles et similarité avec les éléments B, C, N et O. On va garder la forme de la courbe hélium et simplement appliquer un facteur de normalisation. Puisque les courbes sont exprimées en fonction de l'énergie totale, en faisant cela on fait l'hypothèse que la réponse du calorimètre ne dépend que de l'énergie totale de la particule incidente et pas de sa masse ou de sa charge. Le facteur de normalisation utilisé correspond au rapport des valeurs des acceptances à l'énergie la plus haute possible pour se placer dans le régime de saturation de l'acceptance. À cette énergie on doit être capable de calculer l'acceptance de l'hélium et de l'espèce lourde considérée (C ou O). Puisque pour l'hélium on possède des données simulées jusqu'à haute énergie, c'est l'espèce lourde qui limite l'énergie à laquelle on effectue la normalisation. Les incertitudes qui dominent sont celles liées à cette mise à l'échelle et non à l'erreur statistique due au nombre de données dans la simulation. Elles sont difficilement estimables et on prendra une incertitude relative de 6%. Ceci est motivé par le fait que le facteur de normalisation de l'acceptance du carbone qui est le facteur calculé à la plus haute énergie (10 TeV) vaut 1.06. Ceci indique une déviation de 6% entre les

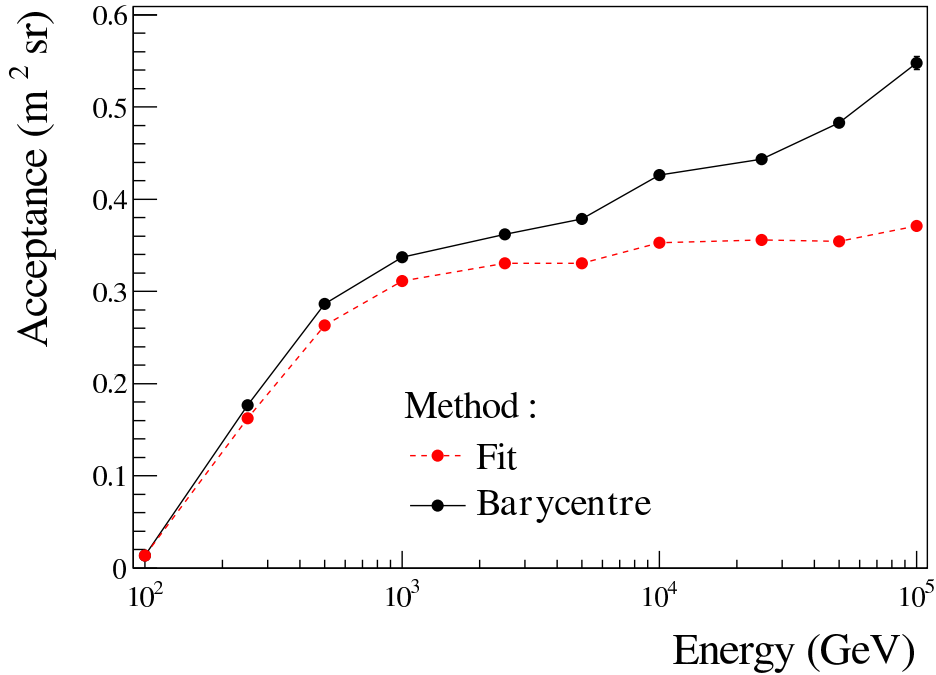


FIGURE 9.4 – Acceptance calculée avec les deux méthodes de reconstruction de la trajectoire : en traits pointillés la méthode par ajustement du cluster et ligne continue avec la méthode des barycentres.

acceptances hélium et carbone à 10 TeV.

On ne dispose pas de données simulées pour le bore et l'azote. On estimera donc que l'acceptance du bore est la même que celle du carbone et que celle de l'azote est similaire à celle de l'oxygène. L'approximation est justifiée par le fait que contrairement au proton et à l'hélium, les éléments du groupe B, C, N et O ont des sections efficaces d'interaction similaires et induisent donc des gerbes similaires. Cette hypothèse est appuyée par le fait que les acceptances des carbones et des oxygènes aux mêmes énergies sont très proches (la différence mesurée entre les deux acceptances ($\sim 2\%$) est du même ordre de grandeur que l'erreur statistique sur la mesure).

9.2.4 Dépendance de l'acceptance avec la charge dans les données de vol

En l'absence de données simulées pour les éléments lourds, nous avons dû faire une hypothèse forte sur la tendance de la courbe de l'acceptance que nous avons prise égale à celle de l'hélium. Cela implique un comportement similaire de tous les éléments dans le calorimètre, mais cette hypothèse est-elle valable ? On a tendance à dire que l'énergie déposée dans le calorimètre ne dépend pas de la particule incidente mais seulement de son énergie. Cependant, et particulièrement à basse énergie, le développement de la gerbe dépend de sa profondeur d'interaction. Celle-ci dépend de la section efficace d'interaction de la particule et varie grossièrement comme $(A_T^{1/3} + A^{1/3})^2$, A (resp. A_T) étant la masse atomique de la particule incidente (resp. de la cible). Nous allons donc essayer de tester la dépendance de l'efficacité de déclenchement avec la charge.

9.2 Calcul de l'acceptance du détecteur et de l'efficacité de déclenchement

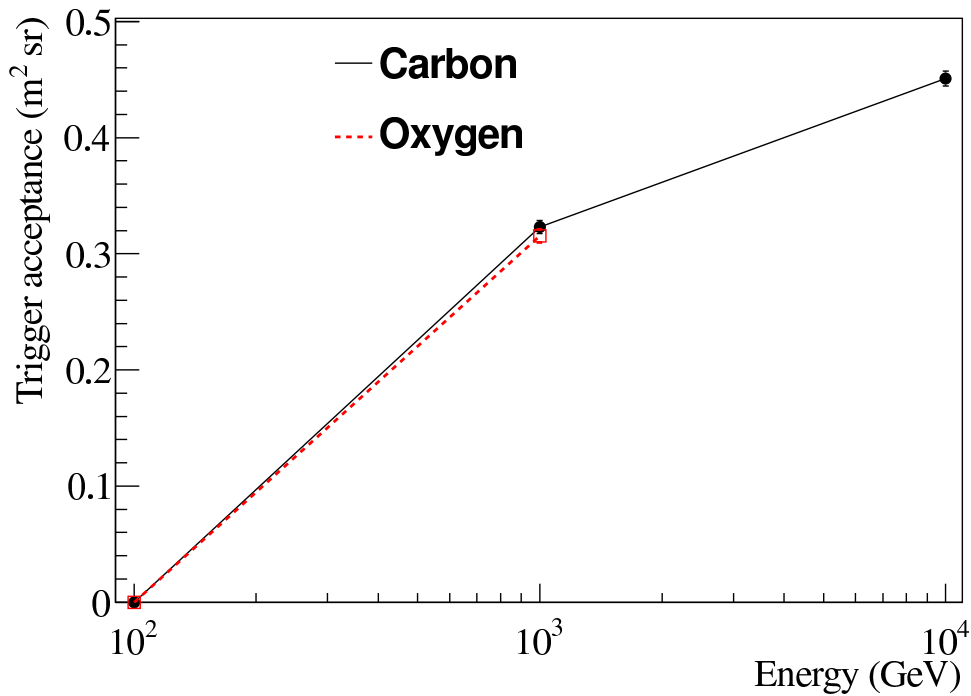


FIGURE 9.5 – Acceptance en fonction de l'énergie cinétique totale des carbones et des oxygènes.

En l'absence de données simulées, on ne peut utiliser que les données réelles pour effectuer ces tests. L'approche utilisée consiste à étudier les distributions en énergie des différents éléments. Les éléments sont identifiés à l'aide des deux plans de SCD. À titre d'exemple, la distribution en énergie reconstruite des carbones est présentée sur la figure 9.6 du haut. Sur une large gamme d'énergie, cette distribution semble suivre une loi de puissance qui, aux efficacités près, est caractéristique de la loi de puissance du rayonnement cosmique. On va donc ajuster sur cette distribution une loi de puissance dont l'indice est laissé comme paramètre libre. L'ajustement est effectué sur la gamme d'énergie 1 TeV - 10 TeV puis la loi de puissance est extrapolée sur l'ensemble de la gamme en énergie. À basse énergie, nous allons calculer le rapport entre la distribution en énergie et la loi de puissance extrapolée, qui donne une estimation de l'efficacité de déclenchement. Pour être valable, cette procédure fait deux hypothèses : le spectre en loi de puissance du rayonnement cosmique ainsi que l'indépendance avec l'énergie des différentes efficacités de sélection. La première hypothèse est suffisamment juste par rapport au degré de précision que nous cherchons à atteindre. Nous verrons par la suite que les efficacités de sélection varient peu avec l'énergie, ce qui nous permet de valider la deuxième hypothèse.

La figure 9.6 du bas présente les courbes obtenues pour les différents éléments en fonction de l'énergie. Les courbes les plus à gauche représentent les estimateurs des efficacités des éléments légers tandis que les courbes de droite représentent les estimateurs pour les éléments lourds. La dispersion de ces courbes montre déjà une variation de l'estimation des efficacités de déclenchement pour les différents éléments. Pour aller plus loin on peut définir à partir de cette figure une énergie de seuil pour laquelle l'estimateur de l'efficacité de déclenchement d'un élément devient supérieure à 50 %. La valeur de ce seuil en fonction de la charge de l'élément considéré est présentée sur la figure 9.7.

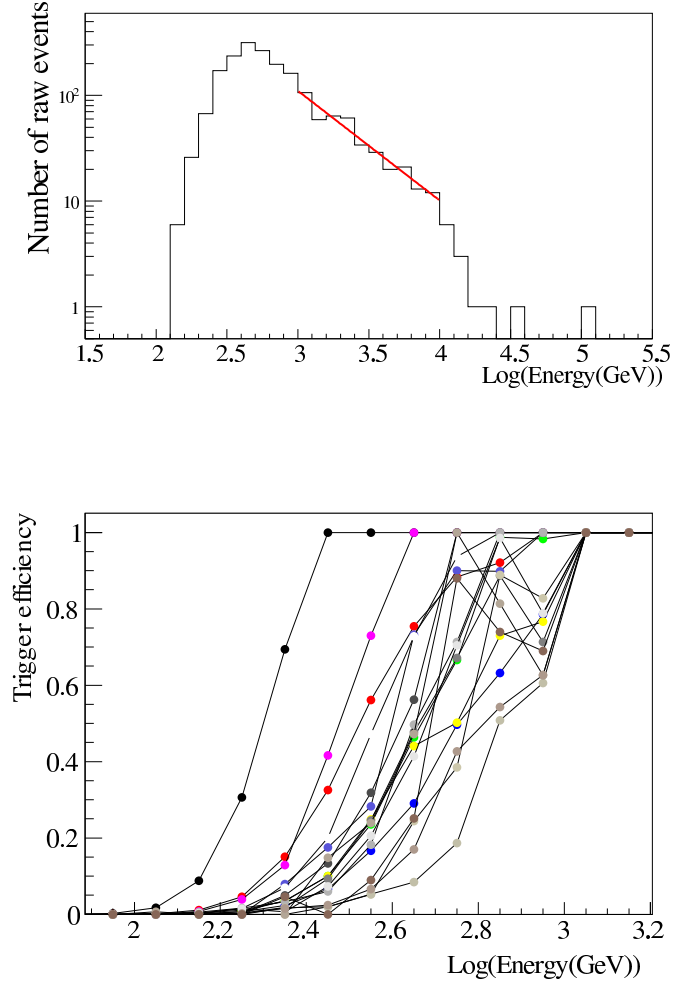


FIGURE 9.6 – En haut : distribution du logarithme de l'énergie totale reconstruite des carbones sélectionnés avec le SCD. La ligne rouge représente l'ajustement d'une loi de puissance, dont l'indice spectral est laissé libre, dans le régime 1 TeV - 10 TeV. En bas : efficacité reconstruite pour les différents éléments. Les éléments légers sont à gauche tandis que les plus lourds sont à droite.

Cette figure montre que l'énergie du seuil croît avec la charge de la particule. Cette figure montre les limites de la procédure de mise à l'échelle de l'acceptance de l'hélium pour estimer les acceptances de B, C, N et O à basse énergie. Cependant, au-delà du régime transitoire où les efficacités passent de 0 à $\sim 100\%$ la procédure est correcte.

Afin de garder une marge de sécurité, On s'intéressera uniquement aux flux calculés dans la zone où l'efficacité de déclenchement est supérieure à 80 % (au-delà de 1 TeV). Ceci nous permet de travailler dans une zone où les acceptances atteignent leur régime de saturation et où les acceptances des différents éléments sont similaires à la normalisation près. Néanmoins, produire des simulations pour les noyaux lourds à basse énergie pourrait permettre d'étendre les mesures de flux à plus basse énergie.

9.3 Rétro-propagation des flux au-dessus de l'atmosphère

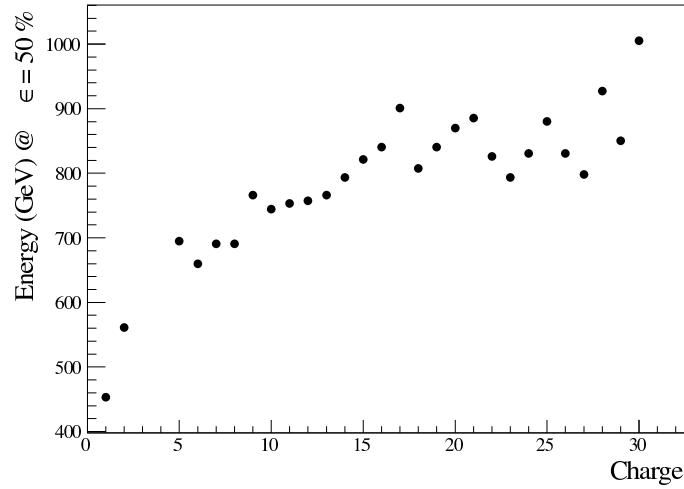


FIGURE 9.7 – Énergie à laquelle la valeur de l'estimateur de l'efficacité de déclenchement dépasse 50 % en fonction de la charge.

9.3 Rétro-propagation des flux au-dessus de l'atmosphère

La dernière étape de l'analyse consiste à rétro-propager les flux hors de l'atmosphère. En effet, de la même manière que les flux sont modifiés lors de la propagation dans la Galaxie, la traversée de l'atmosphère et des parties supérieures du détecteur modifie la composition du rayonnement cosmique.

9.3.1 Calcul des probabilités de destruction et de fragmentation

Afin de rétro-propager les flux, on va commencer par calculer les probabilités d'interaction des particules dans une tranche infinitésimale de matière. La rétro-propagation est traitée de la même façon dans l'atmosphère et dans le détecteur et c'est seulement la composition de la matière traversée qui change. Le calcul des probabilités de destruction et de fragmentation est similaire. Dans les deux cas, on peut voir la section efficace σ_i^T d'interaction d'une particule i avec le milieu cible T comme la taille effective des noyaux cibles. Pour une tranche d'épaisseur dl d'un matériau cible T monoatomique, la probabilité d'interaction est donnée par le ratio de la surface des cibles sur la surface totale :

$$dP_i^T = \frac{S_{cible}}{S_{tot}} = \frac{\sigma_i^T n^T S_{tot} dl}{S_{tot}} = \sigma_i^T n^T dl. \quad (9.1)$$

La densité n^T s'exprime en fonction de la masse volumique ρ^T et de la masse atomique M^T : $n^T = \rho^T / M^T$. Si le matériau X est composé de plusieurs éléments, les probabilités se somment et la masse volumique ρ^T de chaque élément s'écrit en fonction de la fraction massique x^T et de la masse volumique totale ρ^{tot} , $\rho^T = x^T \rho^{tot}$:

$$dP_i^X = \sum_T dP_i^T = \rho^{tot} dl \sum_T \sigma_i^T \frac{x^T}{M^T}. \quad (9.2)$$

La fraction massique des éléments peut être exprimée à l'aide des coefficients stœchiométriques ν^T

et des masses atomiques $x^T = \nu^T M^T / \sum_j \nu^j M^j$:

$$dP_i^X = \frac{\rho^{tot}}{\sum_T \nu^T M^T} dl \sum_T \sigma_i^T \nu^T. \quad (9.3)$$

L'intérêt de cette écriture de la probabilité est qu'elle fait apparaître directement la masse volumique totale ρ^{tot} du matériau qui est la grandeur donnée dans les caractéristiques techniques des sous-détecteurs. Ce formalisme est valable pour le calcul des probabilités de destruction et de fragmentation. Ce sont seulement les sections efficaces qui changent. Par la suite, les sections efficaces de destruction d'une espèce i sur un matériau cible T seront notées σ_i^X et les sections efficaces de fragmentation d'une espèce i en une espèce j sur un matériau T seront notées $\sigma_{j \rightarrow i}^X$. Les expressions des probabilités de destruction et de fragmentation s'écrivent donc :

$$dP_i^X = \sum_i dP_i^X = n_{tot} dl \sum_i \sigma_i^X x_i \quad \text{et} \quad dP_{j \rightarrow i}^X = \sum_i dP_i^X = n_{tot} dl \sum_i \sigma_{j \rightarrow i}^X x_i.$$

9.3.2 Rétro-propagation des flux au-dessus de l'atmosphère à partir des probabilités

Soit $\vec{\phi} = \{\phi_0, \dots, \phi_n\}$ le vecteur contenant le flux ϕ_i de chacun des éléments i du rayonnement cosmique dans un bin en énergie par nucléon donné. Étudions comment le flux $d\phi_i$ est modifié lors de sa traversée d'un matériau de grammage $n_{tot} dl$. L'élément i peut subir des destructions (régies par la probabilité de destruction dP_i) mais peut aussi être créé par spallation d'un noyau j plus lourd (probabilité $dP_{j \rightarrow i}$). Dans l'approximation *straight-ahead*, l'énergie par nucléon du projectile est conservée par le fragment. Devant la résolution en énergie du calorimètre, cette approximation est suffisante et nous permet d'exprimer la modification du flux ϕ_i en fonction des abondances de tous les noyaux plus lourds comme suit :

$$d\phi_i = -\phi_i dP_i^X + \sum_{j>i} \phi_j dP_{j \rightarrow i}^X, \quad (9.4)$$

où les probabilités de destruction et de création s'écrivent d'après 9.3. Ceci donne sous forme matricielle :

$$d\vec{\phi} = [dM] \times \vec{\phi} = \begin{bmatrix} -dP_1^X & dP_{2 \rightarrow 1}^X & \dots & dP_{n \rightarrow 1}^X \\ 0 & -dP_2^X & \dots & dP_{n \rightarrow 2}^X \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & -dP_n^X \end{bmatrix} \times \vec{\phi}. \quad (9.5)$$

Les flux avant et après traversée d'une tranche de longueur l d'un matériau X sont reliés par l'expression :

$$\vec{\phi} = e^{l[M]} \vec{\phi}_0, \quad (9.6)$$

où la matrice $[M]$ est donnée par :

$$[M] = \frac{\rho^{tot}}{\sum_T \nu^T M^T} \times \begin{bmatrix} -\sum \sigma_1^T \nu^T & \sum \sigma_{2 \rightarrow 1}^T \nu^T & \dots & \sum \sigma_{n \rightarrow 1}^T \nu^T \\ 0 & -\sum \sigma_2^T \nu^T & \dots & \sum \sigma_{n \rightarrow 2}^T \nu^T \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & -\sum \sigma_n^T \nu^T \end{bmatrix}. \quad (9.7)$$

Ici, les différentes parties du détecteur ainsi que l'atmosphère sont traités de la même manière, en considérant uniquement leur masse volumique et leur formule chimique. Chaque partie possède sa propre matrice $[M]^i$ et son épaisseur l^i . La multiplication matricielle n'est pas commutative même

9.3 Rétro-propagation des flux au-dessus de l'atmosphère

pour des matrices symétriques, ce qui montre que l'ordre de la traversée des matériaux a son importance dans la modification des abondances. Au final, la modification du flux s'écrit :

$$\vec{\phi} = \left(\prod_i^{N_{\text{couches}}} e^{l^i [M]^i} \right) \vec{\phi}_0, \quad (9.8)$$

où la matrice la plus à gauche représente la dernière tranche de matière traversée. L'inversion de la matrice $[M_{\text{tot}}] = \left(\prod_i^{N_{\text{couches}}} e^{l^i [M]^i} \right)$ permet de remonter aux flux au-dessus de l'atmosphère (*angl : Top Of Atmosphere* ou TOA). Puisque les matrices $[M_i]$ ne dépendent que des sections efficaces et de la composition de la matière traversée, nous avons tout le nécessaire pour calculer les modifications qui surviennent de la traversée de chacune des couches de matière³. La matrice représentant les modifications qui peuvent survenir lors de la traversée de la partie supérieure du détecteur est la suivante :

$$[M_{\text{det}}] = \begin{pmatrix} \text{B} & \text{C} & \text{N} & \text{O} & \text{H} & \text{He} \\ 5.88 \cdot 10^{-1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 5.82 \cdot 10^{-1} & 3.08 \cdot 10^{-2} & 2.15 \cdot 10^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 5.67 \cdot 10^{-1} & 1.63 \cdot 10^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 5.38 \cdot 10^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 8.62 \cdot 10^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 7.19 \cdot 10^{-1} \end{pmatrix}, \quad (9.9)$$

Pour l'atmosphère, on prend un modèle où celle-ci est composée de 20 % d'oxygène et de 80 % d'azote. Le grammage au-dessus du ballon est de 3.9 g cm^{-2} . La matrice représentant les modifications dans l'atmosphère est la suivante :

$$[M_{\text{atm}}] = \begin{pmatrix} \text{B} & \text{C} & \text{N} & \text{O} & \text{H} & \text{He} \\ 8.31 \cdot 10^{-1} & 1.63 \cdot 10^{-2} & 8.56 \cdot 10^{-3} & 8.03 \cdot 10^{-3} & 0 & 0 \\ 0 & 8.28 \cdot 10^{-1} & 1.44 \cdot 10^{-2} & 1.01 \cdot 10^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 8.21 \cdot 10^{-1} & 7.78 \cdot 10^{-3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 8.06 \cdot 10^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 9.48 \cdot 10^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 8.94 \cdot 10^{-1} \end{pmatrix} \quad (9.10)$$

Au final, la matrice totale s'exprime comme :

$$[M_{\text{tot}}] = \begin{pmatrix} \text{B} & \text{C} & \text{N} & \text{O} & \text{H} & \text{He} \\ 4.88 \cdot 10^{-1} & 9.60 \cdot 10^{-3} & 5.03 \cdot 10^{-3} & 4.72 \cdot 10^{-3} & 0 & 0 \\ 0 & 4.82 \cdot 10^{-1} & 8.39 \cdot 10^{-3} & 5.86 \cdot 10^{-3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 4.65 \cdot 10^{-1} & 4.41 \cdot 10^{-3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 4.33 \cdot 10^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 8.18 \cdot 10^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 6.43 \cdot 10^{-1} \end{pmatrix}. \quad (9.11)$$

Puisque les sections efficaces de production et de destruction des éléments deviennent constantes au-delà de quelques GeV/nucl, cette matrice est indépendante de l'énergie. Les formules chimiques de chaque matériau sont des approximations et ne constituent pas l'erreur principale pour l'estimation

3. La masse volumique ainsi que l'épaisseur de chaque matériau de CREAM proviennent de la page web : <http://cosmicray.umd.edu/cream/CREAMflight2007/Config2007.htm>.

de cette matrice. Dans la section 9.1.3, nous avons vu que les événements dans lesquels la particule incidente fragmente en bore dans le détecteur sont coupés par la coupure requérant un signal propre dans les plans de SCD. La prise en compte de ces événements est donc déjà effectuée par la correction de l'efficacité de la coupure. Par conséquent, pour la création du bore, cette matrice prend en compte uniquement la création par spallation dans l'atmosphère.

La difficulté de l'estimation de ces probabilité provient d'erreurs importantes ($\sim 10\%$) sur les sections efficaces de fragmentation, qui sont basées sur le paramétrage de [171]. Ces sections efficaces sont effectives puisqu'elle incluent les sections efficaces des noyaux fantômes dont le temps de vie est petit devant celui de la propagation du rayonnement cosmique. Par exemple, la section efficace effective de production de ^{11}B par ^{12}C est la somme de la section efficace $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B}$ et $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C}$. En effet, ce dernier se désintègre en ^{11}B avec un temps de demi-vie de 20 minutes, soit instantanément devant le temps de confinement galactique mais suffisamment grand pour ne pas se désintégrer dans le détecteur. Par conséquent, on surestime les sections efficaces réelles. Cependant, au vue des barres d'erreurs sur les sections efficaces, ceci n'est pas un facteur limitant. De plus dans l'analyse, l'erreur systématique due aux sections efficaces est prise en compte. Pour cela, on fait varier les sections efficaces de 20 % et on étudie les variations des flux obtenues sous ces conditions. La variance sur ces flux, nous permet d'estimer l'erreur systématique associée.

9.4 Estimation des flux

9.4.1 Obtention des flux : récapitulatifs

Résumons le processus de reconstruction des flux :

1. Nous avons commencé par établir les périodes de données stables dans la section 7.1.1. Pour cela, nous avons étudié le taux de déclenchement du détecteur et sélectionné les périodes où le taux est proche du taux moyen. Pour toutes les périodes stables, nous avons calculé (dans la section 7.1.2) la fraction de temps opérationnel qui permet de s'affranchir de l'effet du temps mort du détecteur.
2. Grâce aux deux mesures de charge des plans de SCD, nous avons ensuite identifié les particules. La coupure d'identification des particules décrite dans la section 7.2.1 est la suivante. On définit qu'une particule est de l'espèce Z_i si elle satisfait les deux conditions :

$$|Z_{\text{bottom}} - Z_i| < 0.5 \quad \text{et} \quad |Z_{\text{top}} - Z_i| < 0.5.$$

3. Afin de passer des distributions des particules en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre aux distributions en fonction de l'énergie de la particule incidente, nous avons mis en place une procédure de déconvolution de la réponse en énergie du détecteur (Cf. section 7.3). Cette procédure utilise l'inférence bayésienne pour reconstruire la distribution des particules ayant le plus de chance de produire la distribution observée dans le détecteur. Afin de s'assurer de la convergence de l'algorithme, il a été nécessaire de rajouter une condition de régularisation qui requiert que la distribution suive localement une loi de puissance.
4. Nous avons ensuite estimé (chapitre 8), la fraction de chaque espèce coupée par les conditions d'identification à partir des données réelles. Cela a été rendu possible par la présence de 3 détecteurs capables de mesurer la charge (les deux plans de SCD et CherCam). En utilisant CherCam et successivement chaque plan de SCD, nous avons été capables de caractériser les réponses des deux plans de SCD. Ceci nous a permis de calculer les efficacités de sélection mais aussi les contaminations.

9.4 Estimation des flux

5. Nous avons vu que, à cause de la corrélation à basse charge entre les mesures des SCD, l'estimation des efficacités de sélection des protons et des héliums a dû être effectuée à partir de données simulées avec GEANT3.
6. Nous avons observé que cette corrélation était due à des événements de faibles charges qui subissent une interaction inélastique au-dessus du détecteur. Ces événements ajoutent une contamination supplémentaire au flux de bore. Afin de s'en affranchir, nous avons appliqué une coupure supplémentaire aux candidats bore. Cette coupure est basée sur les nombres de coups des pixels des SCDs qui sont proches du pixel traversé par la particule incidente. Afin de calculer l'efficacité de cette coupure, elle a été appliquée sur des échantillons de carbones.
7. Les flux des particules au niveau des détecteurs ont alors été obtenus après calcul et correction de l'acceptance du détecteur. Les acceptances des protons et des héliums ont été calculés à partir des données simulées avec GEANT3 : une normalisation de l'acceptance de l'hélium a permis d'obtenir l'acceptance de B, C, N et O.
8. Enfin, nous avons rétro-propagé les flux afin d'obtenir les flux au-dessus de l'atmosphère. La modification des flux provoquée par la traversée de l'atmosphère et des parties supérieures du détecteur se prête bien à l'écriture matricielle et dépend des probabilités d'interaction des différentes particules. Connaissant les sections efficaces de destruction et de production des éléments dont on calcule les flux, nous avons pu calculer ces probabilités et rétro-propager les flux.

9.4.2 Présentation des flux

Les flux des éléments bore, azote, carbone, oxygène, proton et hélium sont présentés à la figure 9.8. La figure 9.9 représente ces mêmes flux, mais multiplié par $E^{2.75}$ où E est l'énergie par nucléon au centre du bin. Le rapport B/C est présenté sur la figure 9.10, il est obtenu en faisant la division des flux de B et C. Les tables 9.4.2 à 9.4.2 représentent respectivement les valeurs des flux de bore, carbone, azote, oxygène, proton et hélium.

De manière générale, les flux obtenus sont en accord avec les expériences précédentes. Alors que beaucoup de mesures du rapport B/C existent, peu de mesures du flux de bore, et en particulier à haute énergie, sont disponibles. Le flux de bore est mesuré jusqu'à 800 GeV/nucl après le dernier point de donnée présent. À basse énergie, dans la partie hachurée, on peut apercevoir l'effet de l'efficacité par une diminution du flux. Hors de la bande hachurée, le flux mesuré est compatible avec les derniers points de données. Cependant, afin de pouvoir se comparer à diverses expériences, il est préférable de se tourner vers le rapport bore sur carbone de la figure 9.10. Le rapport obtenu est compatible avec les mesures de CREAM-I mais semble, toutefois, systématiquement légèrement supérieur. Comme dans la mesure de CREAM-I, la pente du rapport semble s'adoucir à haute énergie. En utilisant les données CREAM, l'ajustement de la pente de la loi de puissance donne une valeur de $p = 0.3 \pm 0.2$. Dans le régime asymptotique du modèle de diffusion celle-ci s'interprète comme la pente du coefficient de diffusion δ .

Pour le carbone, il s'agit du premier point de donnée au-dessus de 10 TeV/nucl. Les points de données à plus basse énergie sont tout à fait compatibles avec les autres mesures et ils semblent confirmer un changement de pente à quelques centaines de GeV/nucl. Pour l'oxygène, le seul point de donnée à plus haute énergie est celui de l'expérience TRACER [129] et il est compatible avec cette analyse. Là encore, les points de données semble confirmer la présence d'un changement de pente.

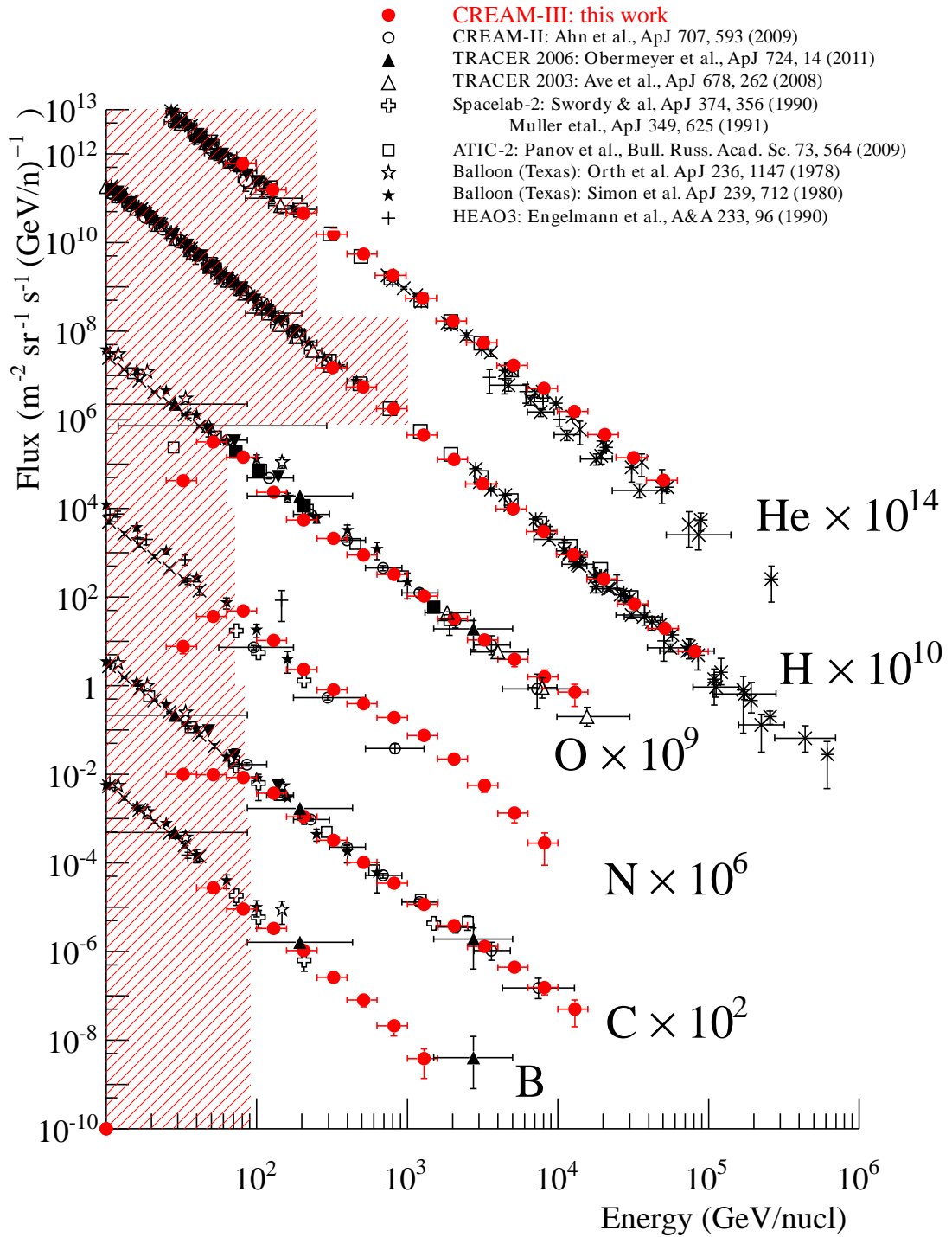


FIGURE 9.8 – Les flux de bore, carbone, azote, oxygène, proton et hélium (de bas en haut) en fonction de l'énergie par nucléon.

9.4 Estimation des flux

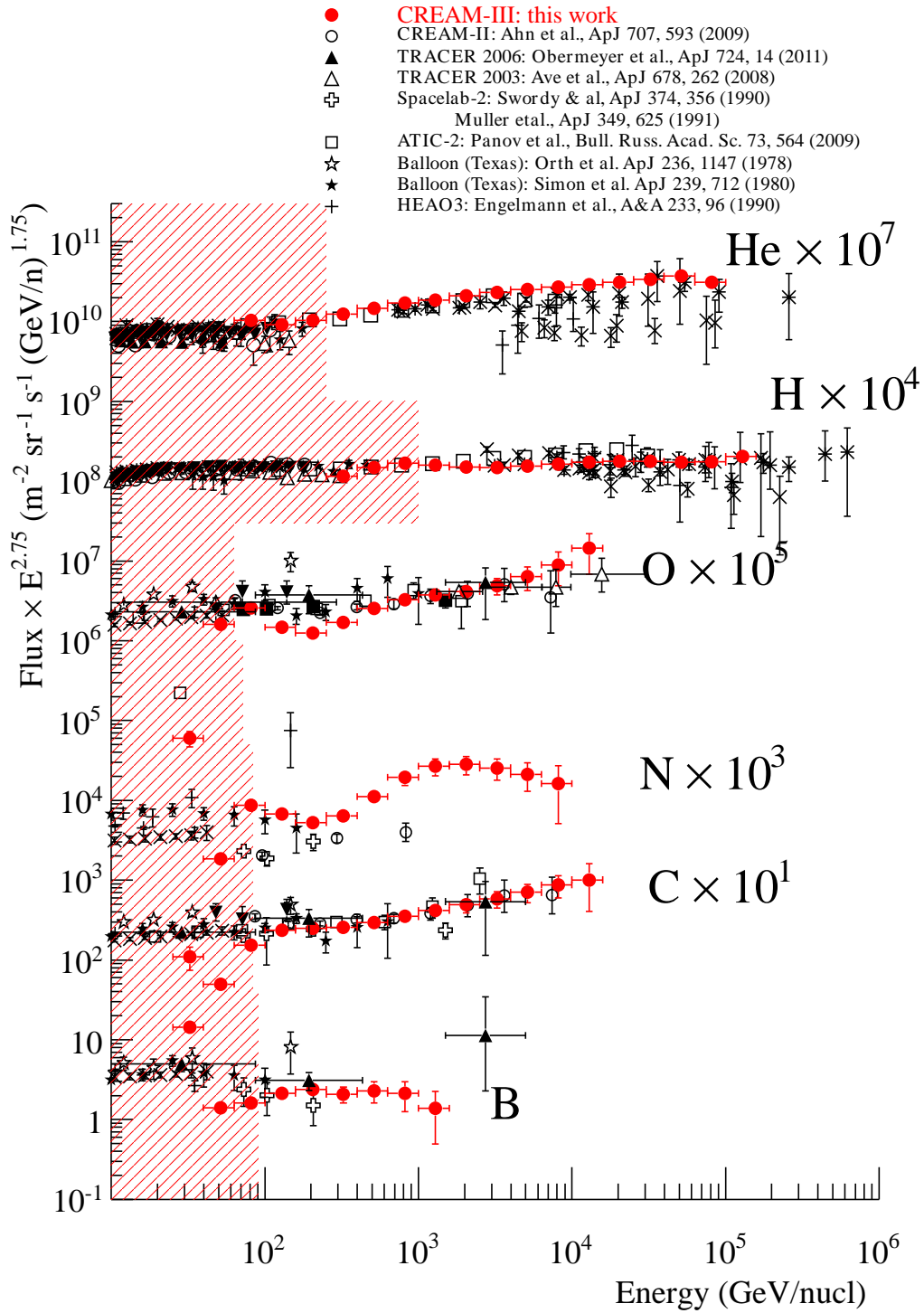


FIGURE 9.9 – Les flux de bore, carbone, azote, oxygène, proton et hélium (de bas en haut) en fonction de l'énergie par nucléon, mais multipliés par $E^{2.75}$ où E est l'énergie par nucléon au centre du bin.

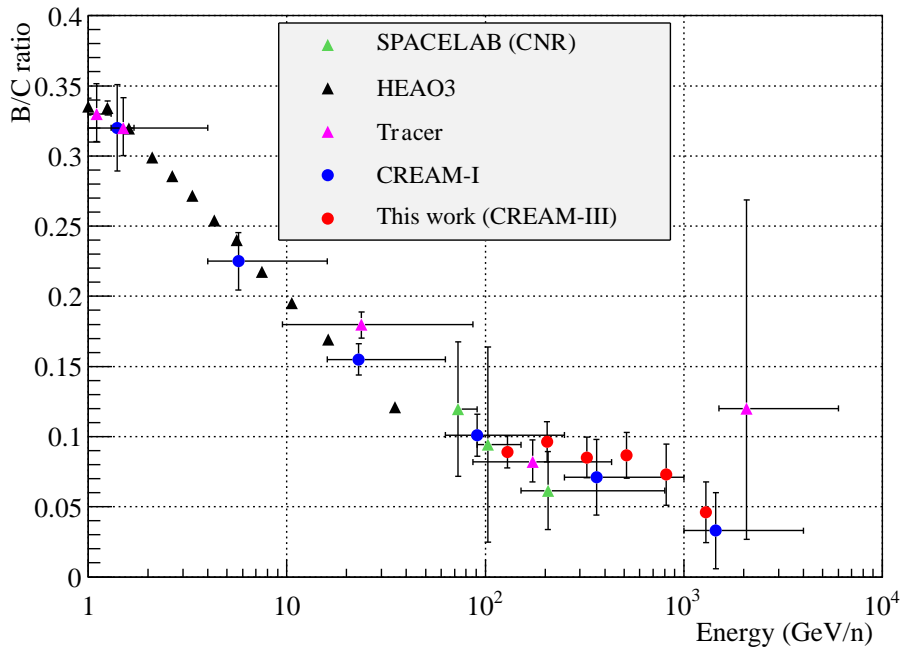


FIGURE 9.10 – Rapport bore sur carbone en fonction de l'énergie par nucléon.

Le flux d'azote mesuré est supérieur à celui mesuré par les autres expériences. De plus il montre à haute énergie un changement de pente très franc aux alentours de 200 GeV/nucl. On peut en fait s'apercevoir qu'une telle caractéristique était déjà présente dans la distribution des événements en fonction de l'énergie déposée de la figure 7.3. L'azote, tout comme le bore, possède une composante secondaire bien que contrairement à ce dernier il possède aussi une composante primaire. Du fait de la diminution du grammage traversé par les particules de haute énergie, la production secondaire diminue au fur et à mesure que l'énergie augmente. Au final, la contribution secondaire s'amoindrit par rapport à la composante primaire qui finit par dominer. Une rupture de pente peut donc être attendue. Cependant, gardons à l'esprit que le rapport B/C étant l'objectif final de cette analyse, la reconstruction du flux d'azote n'a pas bénéficié d'une attention particulière et qu'il est possible qu'une contamination subsiste. À cause de sa composante secondaire, le flux d'azote possède une pente plus forte que les espèces primaires et son rapport d'abondances par rapport aux espèces susceptibles de le contaminer diminue. Si la probabilité de contamination de l'azote par une espèce voisine primaire (carbone et oxygène) est indépendante de l'énergie, la contamination de l'azote est proportionnelle à ces rapports d'abondance et va donc avoir tendance à émerger à haute énergie. Néanmoins les contaminations attendues dues au carbone et à l'oxygène sont prises en compte dans l'analyse et il m'est difficile d'imaginer une erreur d'estimation suffisamment importante pour créer cet effet. Dans la suite, il serait intéressant de dédier du temps à la reconstruction de ce flux d'azote afin de déterminer si cette caractéristique est réelle ou un simple artefact de l'analyse.

Les flux de protons et d'héliums sont mesurés sur presque 3 ordres de grandeurs. Les deux spectres obtenus sont consistants avec les mesures précédentes. On constate, sur le flux d'hélium, un changement de pente qui n'apparaît pas sur le flux de protons. La mesure des flux de protons et d'héliums devait jouer un rôle test dans l'analyse. En effet, en la comparant à l'analyse proton - hélium de la

9.4 Estimation des flux

collaboration, on aurait voulu valider l'analyse pour l'appliquer aux espèces B, C, N et O. Finalement, nous avons vu que les calculs des efficacités de sélection pour H, He et B, C, N, O n'étaient pas faits de la même manière et cette démarche n'est pas applicable.

TABLE 9.1 – Valeurs des points de données pour le flux de bore.

Gamme en énergie (GeV/nucl)	Énergie cinétique (GeV/nucl)	Flux \pm stat \pm syst ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV/nucl}$) ⁻¹
Bore		
100 - 158	129	$(3.32 \pm 0.27 \pm 0.28) \times 10^{-6}$
158 - 251	205	$(1.04 \pm 0.11 \pm 0.09) \times 10^{-6}$
251 - 398	325	$(2.59 \pm 0.38 \pm 0.25) \times 10^{-7}$
398 - 631	515	$(8.0 \pm 1.5 \pm 0.9) \times 10^{-8}$
631 - 1000	815	$(2.10 \pm 0.45 \pm 0.34) \times 10^{-8}$
1000 - 1585	1292	$(3.83 \pm 0.94 \pm 0.99) \times 10^{-9}$

TABLE 9.2 – Valeurs des points de données pour le flux de carbone.

Gamme en énergie (GeV/nucl)	Énergie cinétique (GeV/nucl)	Flux \pm stat \pm syst ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV/nucl}$) ⁻¹
Carbone		
100 - 158	129	$(3.70 \pm 0.10 \pm 0.23) \times 10^{-5}$
158 - 251	205	$(1.10 \pm 0.04 \pm 0.07) \times 10^{-5}$
251 - 398	325	$(3.20 \pm 0.13 \pm 0.20) \times 10^{-6}$
398 - 631	515	$(1.03 \pm 0.05 \pm 0.06) \times 10^{-6}$
631 - 1000	815	$(3.46 \pm 0.26 \pm 0.22) \times 10^{-7}$
1000 - 1585	1292	$(1.16 \pm 0.15 \pm 0.08) \times 10^{-7}$
1585 - 2512	2048	$(3.86 \pm 0.71 \pm 0.25) \times 10^{-8}$
2512 - 3981	3246	$(1.29 \pm 0.27 \pm 0.08) \times 10^{-8}$
3981 - 6310	5145	$(4.4 \pm 1.0 \pm 0.3) \times 10^{-9}$
6310 - 10000	8155	$(1.53 \pm 0.44 \pm 0.10) \times 10^{-9}$
10000 - 15849	12924	$(5.0 \pm 2.8 \pm 0.4) \times 10^{-10}$

TABLE 9.3 – Valeurs des points de données pour le flux d'azote.

Gamme en énergie (GeV/nucl)	Énergie cinétique (GeV/nucl)	Flux \pm stat \pm syst ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV/nucl}$) ⁻¹
Azote		
63 - 100	82	$(4.83 \pm 0.24 \pm 0.32) \times 10^{-5}$
100 - 158	129	$(1.06 \pm 0.05 \pm 0.07) \times 10^{-5}$
158 - 251	205	$(2.31 \pm 0.15 \pm 0.15) \times 10^{-6}$
251 - 398	325	$(7.97 \pm 0.65 \pm 0.52) \times 10^{-7}$
398 - 631	515	$(3.88 \pm 0.49 \pm 0.25) \times 10^{-7}$
631 - 1000	815	$(1.91 \pm 0.35 \pm 0.12) \times 10^{-7}$
1000 - 1585	1292	$(7.4 \pm 1.6 \pm 0.5) \times 10^{-8}$
1585 - 2512	2048	$(2.21 \pm 0.52 \pm 0.14) \times 10^{-8}$
2512 - 3981	3246	$(5.6 \pm 1.5 \pm 0.4) \times 10^{-9}$
3981 - 6310	5145	$(1.32 \pm 0.45 \pm 0.10) \times 10^{-9}$
6310 - 10000	8155	$(2.8 \pm 1.6 \pm 0.3) \times 10^{-10}$

9.4.3 Estimation des barres d'erreurs

Les erreurs sont la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques. L'erreur statistique dans chaque bin n'est pas simplement donnée par l'erreur poissonnienne classique qui évolue

TABLE 9.4 – Valeurs des points de données pour le flux d’oxygène.

Gamme en énergie (GeV/nucl)	Énergie cinétique (GeV/nucl)	Flux \pm stat \pm syst ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV/nucl}$) ⁻¹
Oxygène		
63 - 100	82	$(1.43 \pm 0.06 \pm 0.09) \times 10^{-4}$
100 - 158	129	$(2.30 \pm 0.07 \pm 0.14) \times 10^{-5}$
158 - 251	205	$(5.52 \pm 0.44 \pm 0.34) \times 10^{-6}$
251 - 398	325	$(2.11 \pm 0.19 \pm 0.13) \times 10^{-6}$
398 - 631	515	$(8.90 \pm 0.90 \pm 0.55) \times 10^{-7}$
631 - 1000	815	$(3.24 \pm 0.45 \pm 0.20) \times 10^{-7}$
1000 - 1585	1292	$(1.04 \pm 0.16 \pm 0.06) \times 10^{-7}$
1585 - 2512	2048	$(3.24 \pm 0.48 \pm 0.20) \times 10^{-8}$
2512 - 3981	3246	$(1.08 \pm 0.24 \pm 0.07) \times 10^{-8}$
3981 - 6310	5145	$(4.0 \pm 1.3 \pm 0.3) \times 10^{-9}$
6310 - 10000	8155	$(1.57 \pm 0.70 \pm 0.10) \times 10^{-9}$
10000 - 15849	12924	$(7.1 \pm 3.7 \pm 0.5) \times 10^{-10}$

TABLE 9.5 – Valeurs des points de données pour le flux de proton.

Gamme en énergie (GeV/nucl)	Énergie cinétique (GeV/nucl)	Flux \pm stat \pm syst ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV/nucl}$) ⁻¹
Proton		
1000 - 1585	1292	$(4.42 \pm 0.04 \pm 0.28) \times 10^{-5}$
1585 - 2512	2048	$(1.17 \pm 0.01 \pm 0.07) \times 10^{-5}$
2512 - 3981	3246	$(3.27 \pm 0.05 \pm 0.20) \times 10^{-6}$
3981 - 6310	5145	$(9.67 \pm 0.17 \pm 0.60) \times 10^{-7}$
6310 - 10000	8155	$(2.88 \pm 0.07 \pm 0.18) \times 10^{-7}$
10000 - 15849	12924	$(8.55 \pm 0.30 \pm 0.53) \times 10^{-8}$
15849 - 25119	20484	$(2.47 \pm 0.14 \pm 0.15) \times 10^{-8}$
25119 - 39811	32465	$(6.92 \pm 0.66 \pm 0.43) \times 10^{-9}$
39811 - 63096	51453	$(1.91 \pm 0.30 \pm 0.12) \times 10^{-9}$
63096 - 100000	81548	$(5.4 \pm 1.4 \pm 0.3) \times 10^{-10}$

TABLE 9.6 – Valeurs des points de données pour le flux d’hélium.

Gamme en énergie (GeV/nucl)	Énergie cinétique (GeV/nucl)	Flux \pm stat \pm syst ($\text{m}^2 \text{ s sr GeV/nucl}$) ⁻¹
Helium		
251 - 398	325	$(1.53 \pm 0.01 \pm 0.09) \times 10^{-4}$
398 - 631	515	$(5.16 \pm 0.03 \pm 0.32) \times 10^{-5}$
631 - 1000	815	$(1.68 \pm 0.01 \pm 0.10) \times 10^{-5}$
1000 - 1585	1292	$(5.16 \pm 0.06 \pm 0.32) \times 10^{-6}$
1585 - 2512	2048	$(1.65 \pm 0.03 \pm 0.10) \times 10^{-6}$
2512 - 3981	3246	$(5.15 \pm 0.13 \pm 0.32) \times 10^{-7}$
3981 - 6310	5145	$(1.56 \pm 0.06 \pm 0.10) \times 10^{-7}$
6310 - 10000	8155	$(4.72 \pm 0.23 \pm 0.29) \times 10^{-8}$
10000 - 15849	12924	$(1.43 \pm 0.09 \pm 0.09) \times 10^{-8}$
15849 - 25119	20484	$(4.33 \pm 0.34 \pm 0.27) \times 10^{-9}$
25119 - 39811	32465	$(1.32 \pm 0.13 \pm 0.08) \times 10^{-9}$
39811 - 63096	51453	$(4.10 \pm 0.46 \pm 0.26) \times 10^{-10}$

en \sqrt{N} (où N est le nombre d’évènements). En effet, on mesure un nombre d’évènements par bin d’énergie déposée qui ne peut pas se traduire directement en un nombre d’évènements par bin d’énergie réelle. Nous avons vu que pour passer de l’un à l’autre, nous avons mis en oeuvre une méthode de déconvolution. L’erreur statistique doit donc être propagée à travers cette procédure. Pour cela, on fait fluctuer les données observées : on simule donc des distributions d’évènements en fonction de

9.4 Estimation des flux

l'énergie déposée qui sont centrées sur la distribution observée avec des fluctuations, dans chaque bin, poissonniennes. Pour chaque distribution simulée, on effectue la procédure de déconvolution puis on obtient une distribution des événements en fonction de l'énergie réelle. Les variances, bin à bin de ces distributions, nous donnent l'erreur statistique propagée à travers la procédure de déconvolution.

Les erreurs systématiques prises en compte pour l'estimation du flux de bore sont les suivantes :

- erreur sur l'efficacité de la coupure de coïncidence : puisque l'estimateur de l'efficacité suit une loi binomiale, on peut calculer sa variance associée analytiquement (cf. section 8.2.3).
- erreur sur l'estimation de contamination du bore par le carbone : nous avons vu que le calcul des efficacités de sélection et des contaminations suivait le même formalisme, c'est aussi vrai pour le calcul de leur erreur (cf. section 8.2.3). La contamination du bore par le carbone est la seule contamination qui ne soit pas négligeable. Bien que toutes les contaminations soient prises en compte, seul une erreur sur celle-ci peut avoir un effet.
- erreur sur l'efficacité de la coupure des protons et des héliums faisant des interactions inélastiques : l'estimateur de l'efficacité suit, là encore, une loi binomiale et on peut donc calculer sa variance (cf. section 9.1.2).
- erreur sur l'acceptance du détecteur (cf. section 9.2.3) : elle contient l'erreur due à la statistique des données simulées et une erreur systématique due à la mise à l'échelle des données hélium. L'erreur systématique est prise égale au facteur de normalisation (6 %).
- erreur sur les flux des autres éléments : lorsque que l'on rétro-propage les flux hors de l'atmosphère, les incertitudes sur les flux mesurés des différentes espèces se mélangent.
- erreur sur les sections efficaces qui intervient lors de la rétro-propagation : elle est estimée en faisant varier les sections efficaces de productions de 20 % et en calculant la variance des différents flux obtenus (cf. section 9.3.1).

À titre illustratif, les contributions à la variance totale de chacune de ces erreurs, dans le cas du bore, sont données dans le tableau 9.4.3. À basse énergie, c'est essentiellement l'erreur statistique qui domine, cependant à plus haute énergie d'autres facteurs contribuent notablement. Cela est dû à plusieurs raisons. Tout d'abord, au fur et à mesure que le rapport diminue, la mesure devient plus sensible à la soustraction de composantes telles que la contamination ou la rétro-propagation (qui, à travers les sections efficaces, constitue la deuxième source d'erreur à haute énergie). Mais la façon de calculer l'erreur statistique joue aussi un rôle. Puisque celle-ci est estimée à l'issue de la déconvolution, les erreurs statistiques des différents bins ne sont plus indépendantes mais corrélées bin à bin. Cela va avoir tendance à niveler l'erreur sur l'ensemble de la distribution.

9.4.4 Conclusions et perspective

À partir des données du troisième vol de CREAM, nous avons pu estimer les flux p, He, B, C, N, O sur une large gamme en énergie ($10^2 - 10^5$ GeV/nuc). Les résultats sont compatibles avec les mesures précédentes et bénéficient d'une statistique importante. Cependant l'analyse n'est pas terminée et quelques points peuvent encore être améliorés. Tout d'abord, la matrice de réponse en énergie du détecteur joue un rôle important sur la forme du spectre reconstruit. Étudier plus en détail l'impact de cette matrice permettrait de mieux estimer les systématiques associées. Pour aller plus loin, il est

Erreur	Contribution (%) @ 205 GeV/nucl	Contribution (%) @ 1292 GeV/nucl
Statistique	63.0	47.6
Sec. eff. syst.	10.4	21.1
Acceptance syst.	19.0	2.8
Contamination carbone	3.3	7.1
Acceptance stat.	1.2	0.17
ϵ coupure coïnc.	0.07	0.02
ϵ coupure H, He	1.6	11.7
TOA carbone	1.2	7.1
TOA azote	0.02	1.3
TOA oxygene	0.1	1.1

TABLE 9.7 – Contribution à la variance totale des différentes sources d’incertitudes du flux de bore à basse et haute énergie.

nécessaire d’avoir de nouvelles données simulées : l’interpolation de la matrice de réponse serait de meilleure qualité et par conséquent l’erreur systématique associée (le terme σ_{convol}^i de l’équation 7.5) pourrait être réduit. Ceci me semble être le point prioritaire pour la suite de l’analyse. En outre, nous avons vu que la dépendance de l’acceptance du détecteur en fonction de la charge n’était pas très bien maîtrisée à basse énergie. Il pourrait être intéressant d’utiliser les données disponibles du TCD pour en apprendre plus à partir des données de vol. En effet, contrairement au calorimètre, le TCD possède une efficacité de déclenchement constante en fonction de l’énergie.

Dans un futur proche, les données des vols IV, V et VI pourraient être analysées avec la même procédure. En effet, la configuration des instruments pour ces vols est similaire à celle de CREAM-III et par conséquent, l’analyse combinée est possible. L’analyse va nécessiter quelques changements, notamment pour prendre en compte les modifications de résolutions entre chaque vol. La sélection du pixel traversé pourrait nécessiter une amélioration car les SCDs semblent devenir de plus en plus bruités au fur et à mesure que les vols s’accumulent. Étudier la résolution des vols suivants ainsi que l’évolution des contaminations seront donc des points importants.

À plus long terme, il pourrait être envisageable d’étendre l’analyse à d’autres flux. Pour les basses charges, même si les contaminations sont très importantes, il serait intéressant d’étudier la faisabilité de la mesure des flux de béryllium et de lithium. Pour ces éléments de faibles charges, la résolution en charge de CherCam est suffisamment bonne pour lui permettre de participer à l’identification des événements. La contamination du béryllium et du lithium est essentiellement causée par les protons et les héliums dont les distributions en charges des SCDs possèdent de longues queues. La distribution en charge de CherCam ne possède pas de queue similaire et permet donc une bien meilleure réjection du bruit causé par les protons et les héliums. À haute charge, même si la résolution en charge se dégrade, la mesure du flux du fer devrait être possible du fait de son abondance.

9.4 Estimation des flux

Conclusion

Les origines du rayonnement cosmique galactique sont encore mal connues. En effet, lors de leur transport, les particules du rayonnement cosmique interagissent avec le milieu interstellaire et l'information des sources se retrouve convoluée avec les propriétés de transport. Les éléments secondaires constituent une des sondes privilégiées pour l'étude de la propagation. En effet, cette composante, contrairement aux éléments primaires créés dans les sources, est produite par spallation des espèces primaires lors de la propagation. Au flux des secondaires, on substitue généralement les rapports d'abondances secondaire sur primaire qui permettent de s'affranchir d'une grande partie de l'information sur les sources et des systématiques inhérentes à la mesure. Le rapport B/C constitue le rapport secondaire sur primaire le plus utilisé du fait de l'abondance du bore et du carbone dans le rayonnement cosmique et de leur faible masse qui facilite la mesure. Cependant, l'utilisation de rapports secondaire sur primaire alternatifs présente des intérêts. D'abord, les contraintes des modèles de propagation sont sensibles aux valeurs des sections efficaces de production du secondaire utilisé qui peuvent souffrir de systématiques. En multipliant les contraintes obtenues à l'aide de rapports différents on minimise donc l'impact de ces incertitudes. De plus, l'universalité de la propagation n'est pas établie et il est possible que des particules de rigidités différentes se propagent différemment.

La première partie de mon travail a donc été dédiée à la contrainte des paramètres de propagation à l'aide des éléments du quartet (^1H , ^2H , ^3He , ^4He) jusqu'ici peu utilisés. Les contraintes ont été posées grâce à un algorithme de Monte Carlo par Chaînes de Markov (MCMC) permettant l'échantillonnage des fonctions de densité de probabilité des paramètres. Mon travail, dans ce cadre, a commencé par une compilation des mesures de sections efficaces de production et de destruction des éléments du quartet. Ces mesures ont alors pu être utilisées pour paramétrer ces différentes sections efficaces en fonction de l'énergie. À partir de ces paramétrisations, j'ai pu simuler des mesures de flux et de rapports qui m'ont permis d'étudier le bon fonctionnement de l'algorithme de contrainte des paramètres de propagation. Ces données simulées nous ont permis de mettre en place une stratégie d'analyse des données réelles. En compilant les différentes mesures des flux et des rapports d'abondances des éléments du quartet, nous avons réalisé que les mesures les plus récentes n'avaient pas été exploitées. Nous avons alors procédé à la contrainte des paramètres à l'aide de ces mesures. Les contraintes obtenues, qui sont compatibles avec les contraintes issues des analyses B/C, sont compétitives avec ces dernières. Ces résultats font l'objet de l'article Coste et al. A&A 539, A88 (2012). L'étude du quartet n'a malheureusement pas permis de trancher sur la valeur de la pente du coefficient de diffusion δ .

Une autre façon d'accroître les contraintes sur les paramètres de propagation (et notamment sur δ) est de mesurer les rapports secondaire sur primaire à plus haute énergie. L'expérience CREAM est une expérience embarquée en ballon qui a pour objectif la mesure des flux et des rapports à haute énergie. Elle a effectué 6 vols entre 2004 et 2010 qui lui ont permis d'acquérir 162 jours de données.

Dans le cadre de cette expérience, mon travail a consisté à analyser les données du troisième vol afin de reconstruire les flux H, He, B, C, N et O et le rapport B/C. À partir des variables charges et énergie reconstruites par le détecteur, il m'a fallu construire la chaîne d'analyse. Celle-ci commence par la sélection des périodes de données pendant lesquelles le détecteur fonctionne correctement et du calcul de la durée de ces périodes. Il faut ensuite sélectionner les événements les mieux reconstruits et les compter. La résolution en énergie finie du détecteur distord les distributions en énergie reconstruite. Afin de s'affranchir de cet effet, j'ai mis en place une méthode de déconvolution basée sur l'inférence bayésienne. La précision finie des mesures de charge entraîne, quant à elle, des contaminations où un élément est reconstruit comme un autre. À partir des données de vol, j'ai donc mis en place une procédure d'estimation de cette probabilité ainsi que de la fraction d'événements non reconstruits. À partir des données simulées de la collaboration, j'ai calculé l'acceptance du détecteur et alors obtenu les flux au niveau des instruments. Au-dessus des instruments se trouve de la matière (partie supérieure du détecteur et atmosphère) qui change la composition des flux. Pour obtenir les flux hors de l'atmosphère, j'ai donc développé un algorithme de rétro-propagation des flux basé sur les probabilités d'interactions des particules dans le détecteur et l'atmosphère. À l'issue de cette analyse, j'ai reconstruit les flux B, C et O, ainsi que le rapport B/C. Ce rapport, compatible avec l'analyse CREAM-I, semble indiquer un adoucissement de la pente de diffusion. Les flux des primaire He, C et O mesurés confirment un changement d'indice à quelques centaines de GeV/nucl. Enfin, le flux d'azote mesuré possède une cassure très marquée qui pourrait signifier l'émergence de sa composante primaire. Ces résultats ont été présentés lors de la conférence internationale COSPAR 2012. Une conclusion logique de ce travail de thèse aurait été l'utilisation de ces données pour la contrainte des paramètres à partir du rapport bore sur carbone obtenu (qui n'a pas été faite par manque de temps).

La suite de cette analyse consistera à y inclure les données des vols IV, V et VI. En effet, ces derniers possèdent une configuration similaire à celle du vol III malgré une légère baisse de performance. Ils n'en restent pas moins porteurs d'une statistique importante qui permettra de repousser les énergies maximales mesurées. À plus long terme, on peut citer le projet ISS-CREAM, successeur de CREAM qui devrait être installé sur la station spatiale dans les années à venir. L'analyse des données de ce détecteur, à la configuration proche de celle de CREAM, pourrait elle aussi bénéficier du travail effectué au cours de cette thèse. En attendant, le laboratoire (LPSC) est engagé sur l'analyse des données du détecteur AMS-02, installé sur la station spatiale en mai 2011. Les flux du rayonnement cosmique seront certainement mesurés par AMS-02 avec une précision inégalée et ils devraient permettre d'obtenir de nouvelles contraintes des paramètres de propagation. Les outils et méthodes mis en place, tant pour la phénoménologie que pour l'analyse de données, pourront être réutilisés dans le cadre de cette expérience.

Bibliographie

- [1] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, K.-M. Aye, and R. Bazer-Bachi. High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant. *Nature*, 432 :75–77, 2004. PCC 04 55.
- [2] A. A. Abdo et al. Fermi LAT Discovery of Extended Gamma-Ray Emission in the Direction of Supernova Remnant W51C. *Astrophysical Journal, Letters*, 706 :L1–L6, November 2009.
- [3] S. K. Abdullin, A. V. Blinov, M. V. Chadeeva, I. V. Chuvilo, V. A. Ergakov, V. E. Grechko, I. L. Kiselevich, Y. V. Korolev, Y. M. Selektor, V. F. Turov, I. A. Vanyushin, and S. M. Zombkovsky. Cross sections of ^4He interaction with protons and $^4\text{He} - p$ elastic scattering at 2.7 GeV/c. *Nuclear Physics A*, 569 :753–760, March 1994.
- [4] J. Abraham et al. Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV. *Phys.Rev.Lett.*, 101 :061101, 2008.
- [5] J. Abraham et al. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory. *Phys.Lett.*, B685 :239–246, 2010.
- [6] P. Abreu et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. *Astropart.Phys.*, 34 :314–326, 2010.
- [7] M. Ackermann et al. Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi Large Area Telescope. *Phys.Rev.Lett.*, 108 :011103, 2012.
- [8] O. Adriani, G. C. Barbarino, and G. A. Bazilevskaya. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100GeV. *Nature*, 458 :607–609, April 2009.
- [9] O. Adriani et al. PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra. *Science*, 332 :69–, April 2011.
- [10] M. Aguilar et al. Isotopic Composition of Light Nuclei in Cosmic Rays : Results from AMS-01. *Astrophysical Journal*, 736 :105–+, August 2011.
- [11] F. Aharonian et al. The energy spectrum of cosmic-ray electrons at TeV energies. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :261104, 2008.
- [12] F.A. Aharonian et al. High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant. *Nature*, 432 :75–77, 2004.
- [13] S. P. et al Ahlen. Measurement of the Isotopic Composition of Cosmic-Ray Helium, Lithium, Beryllium, and Boron up to 1700 MEV per Atomic Mass Unit. *Astrophysical Journal*, 534 :757–769, May 2000.
- [14] Q. R. Ahmad et al. Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review Letters*, 87(7) :071301, August 2001.
- [15] H. S. et al Ahn. Discrepant Hardening Observed in Cosmic-ray Elemental Spectra. *Astrophysical Journal, Letters*, 714 :L89–L93, May 2010.

BIBLIOGRAPHIE

- [16] B.S. et al Aladashvili. Production of deuterons in a ^4He -p interaction at 8.6 GeV/c. *Acta Physica Slovaca*, 31 :29–37, 1981.
- [17] E. N. Alekseev et al. Detection of the neutrino signal from SN 1987A using the INR Baksan underground scintillation telescope. In I. J. Danziger, editor, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 26 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, pages 237–247, 1987.
- [18] M. Amenomori, S. Ayabe, X. J. Bi, and Chen. Anisotropy and Corotation of Galactic Cosmic Rays. *Science*, 314 :439–443, October 2006.
- [19] M. Amenomori et al. Observation by an air-shower array in Tibet of the multi-TeV cosmic-ray anisotropy due to terrestrial orbital motion around the Sun. *Phys.Rev.Lett.*, 93 :061101, 2004.
- [20] M. Amenomori et al. Large-scale sidereal anisotropy of Galactic cosmic-ray intensity observed by the Tibet air shower array. *Astrophys.J.*, 626 :L29–L32, 2005.
- [21] K. Ammon, I. Leya, B. Lavielle, E. Gilibert, J.-C. David, U. Herpers, and R. Michel. Cross sections for the production of helium, neon and argon isotopes by proton-induced reactions on iron and nickel. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 266 :2–12, January 2008.
- [22] AMS Collaboration. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station : Part I - results from the test flight on the space shuttle. *Physics Reports*, 366 :331–405, August 2002.
- [23] W. D. Apel et al. Kneelike structure in the spectrum of the heavy component of cosmic rays observed with kascade-grande. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :171104, Oct 2011.
- [24] K. M. V. Apparao. Flux of Cosmic Ray Deuterons with Rigidity Above 16. 8 GV. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 1 of *International Cosmic Ray Conference*, page 126, 1973.
- [25] T. Aramaki, S.K. Chan, C.J. Hailey, P.A. Kaplan, T. Krings, N. Madden, D. Protifá, and C. Ross. Development of large format si(li) detectors for the gaps dark matter experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 682(0) :90 – 96, 2012.
- [26] W. B. Atwood, A. A. Abdo, M. Ackermann, and W. Althouse. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *Astrophysical Journal*, 697 :1071–1102, June 2009.
- [27] Matthew G. Baring. Diffusive shock acceleration : The Fermi mechanism. In *XXXIIInd Rencontres de Moriond : Very High Energy Phenomena in the Universe*, pages 97–106, 1997. eds. Giraud-Heraud, Y. and Tran Thanh Van, J. (Editions Frontieres, Paris), p. 97.
- [28] J. J. Beatty, M. Garcia-Munoz, and J. A. Simpson. The cosmic-ray spectra of H-1, H-2, and He-4 as a test of the origin of the hydrogen superfluxes at solar minimum modulation. *Astrophysical Journal*, 294 :455–462, July 1985.
- [29] J. J. et al Beatty. The cosmic-ray He-3/He-4 ratio from 100 to 1600 MeV/amu. *Astrophysical Journal*, 413 :268–280, August 1993.
- [30] V. S. Berezhinskii et al. *Astrophysics of cosmic rays*. 1990.
- [31] Arunava Bhadra. Contribution of a nearby pulsar to cosmic rays observed at earth. *Astropart.Phys.*, 25 :226–232, 2006.
- [32] R. H. Bieri and W. Rutsch. *Helv. Phys. Acta*, 35 :553, 1962.

- [33] Julien Billard. *Détection directionnelle de matière sombre avec MIMAC*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2012.
- [34] W.R. Binns, M.E. Wiedenbeck, M. Arnould, A.C. Cummings, G.A. de Nolfo, S. Goriely, M.H. Israel, R.A. Leske, R.A. Mewaldt, E.C. Stone, and T.T. von Rosenvinge. The ob association origin of galactic cosmic rays. *New Astronomy Reviews*, 52(7 - 10) :427 – 430, 2008.
- [35] R. M Bionta et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987a in the large magellanic cloud. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :1494–1496, Apr 1987.
- [36] R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Supernova shock acceleration of cosmic rays in the Galaxy. *Astrophysical Journal*, 237 :793–808, May 1980.
- [37] A. V. Blinov et al. STUDY OF THE MECHANISM OF THE $\text{He-3 } p \rightarrow p p d$ REACTION AT He-3 MOMENTUM OF 5-GeV/c. *Nucl. Phys.*, A451 :701–727, 1986.
- [38] C. Boehm et al. Implication of the PAMELA antiproton data for dark matter indirect detection at LHC. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 6 :13, June 2010.
- [39] M. et al Boezio. The Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra between 0.4 and 200 GV. *Astrophysical Journal*, 518 :457–472, June 1999.
- [40] E. A. Bogomolov, G. I. Vasilyev, S. Yu, S. Krut'kov, S. V. Stepanov, and M. S. Shulakova. The Deuterium Cosmic Ray Intensity from Balloon Measurement in Energy Range 0.8-1.8 GeV/nuc. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, page 598, 1995.
- [41] P. J. Boyle, F. Gahbauer, and C Höppner. Cosmic ray composition at high energies : The TRACER project. *Advances in Space Research*, 42 :409–416, August 2008.
- [42] D. J. Cairns et al. *Nuc. Phys.*, 60 :369, 1964.
- [43] M. Casse and J. A. Paul. On the stellar origin of the Ne-22 excess in cosmic rays. *Astrophysical Journal*, 258 :860–863, July 1982.
- [44] A. Castellina and F. Donato. Diffusion coefficient and acceleration spectrum from direct measurements of charged cosmic ray nuclei. *Astroparticle Physics*, 24 :146–159, September 2005.
- [45] P. Chardonnet, J. Orloff, and P. Salati. Production of anti-matter in our galaxy. *Physics Letters B*, 409 :313–320, December 1997.
- [46] E. R. Christian, A. C. Cummings, and E. C. Stone. Evidence for anomalous cosmic-ray hydrogen. *Astrophysical Journal, Letters*, 334 :L77–L80, November 1988.
- [47] Eric Christian. *Evidence for anomalous cosmic ray hydrogen*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1989.
- [48] Monte Claudia. *Performance of the FERMI Large Area Telescope for the detection of cosmic gamma-rays*. PhD thesis, Scuola di Dottorato di Ricerca in Fisica - XXI CICLO, 2009.
- [49] J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton. Experiments with High Velocity Positive Ions. II. The Disintegration of Elements by High Velocity Protons. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 137 :229–242, 1932.
- [50] Arthur H. Compton and Ivan A. Getting. An apparent effect of galactic rotation on the intensity of cosmic rays. *Phys. Rev.*, 47 :817–821, Jun 1935.
- [51] B. Coste, L. Derome, D. Maurin, and A. Putze. Constraining Galactic cosmic-ray parameters with $Z \leq 2$ nuclei. *Astron.Astrophys.*, 539 :A88, 2012.

BIBLIOGRAPHIE

- [52] Benoît Coste. Mesure et phénoménologie du rayonnement cosmique avec l'expérience cream. Master's thesis, Université Joseph Fourier, 2009.
- [53] G. Cowan. *Statistical data analysis*. 1997.
- [54] F. A. Cucinotta. Calculations of cosmic-ray helium transport in shielding materials. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 94 :17666, November 1993.
- [55] L. A. Currie. Tritium Production by 6-Bev Protons. *Physical Review*, 114 :878–880, May 1959.
- [56] L. A. Currie, W. F. Libby, and R. L. Wolfgang. Tritium Production by High-Energy Protons. *Physical Review*, 101 :1557–1563, March 1956.
- [57] D. J. Cutler and D. E. Groom. Observation of terrestrial orbital motion using the cosmic-ray Compton-Getting effect. *Nature*, 322 :434–436, July 1986.
- [58] A. J. et al Davis. Interpretation of the Helium Isotope Ratios Measured by IMAX. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, page 622, 1995.
- [59] G. A. et al de Nolfo. A measurement of cosmic ray deuterium from 0.5-2.9 GeV/nucleon. In R. A. Mewaldt, J. R. Jokipii, M. A. Lee, E. Möbius, & T. H. Zurbuchen , editor, *Acceleration and Transport of Energetic Particles Observed in the Heliosphere*, volume 528 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 425–428, September 2000.
- [60] H. de Vries, C. W. de Jager, and C. de Vries. Nuclear Charge-Density-Distribution Parameters from Electron Scattering. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 36 :495, 1987.
- [61] T. Delahaye, J. Laval, R. Lineros, F. Donato, and N. Fornengo. Galactic electrons and positrons at the earth : new estimate of the primary and secondary fluxes. *Astronomy and Astrophysics*, 524 :A51, December 2010.
- [62] F. Donato, N. Fornengo, and D. Maurin. Antideuteron fluxes from dark matter annihilation in diffusion models. *Phys. Rev. D*, 78 :043506, Aug 2008.
- [63] F. Donato, N. Fornengo, D. Maurin, P. Salati, and R. Taillet. Antiprotons in cosmic rays from neutralino annihilation. *Physical Review D*, 69(6) :063501, March 2004.
- [64] F. Donato, D. Maurin, P. Brun, T. Delahaye, and P. Salati. Constraints on WIMP Dark Matter from the High Energy PAMELA \bar{p}/p data. *Phys.Rev.Lett.*, 102 :071301, 2009.
- [65] L. O. Drury. An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas. *Reports on Progress in Physics*, 46 :973–1027, August 1983.
- [66] L. O. Drury, W. J. Markiewicz, and H. J. Voelk. Simplified models for the evolution of supernova remnants including particle acceleration. *Astronomy and Astrophysics*, 225 :179–191, November 1989.
- [67] N. Durgaprasad and P. K. Kunte. High energy (greater than or equal to 10 GeV/N) deuterons in cosmic rays and charge dependence on their path lengths. *Astronomy and Astrophysics*, 189 :51–54, January 1988.
- [68] Donato et al. Antiprotons from Spallations of Cosmic Rays on Interstellar Matter. *Astrophysical Journal*, 563 :172–184, December 2001.
- [69] H.S. Ahn et al. The cosmic ray energetics and mass (cream) timing charge detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 602(2) :525 – 536, 2009.
- [70] K. Nakamura et al. Particle data group. *Journal of Physics*, G(37), 2010.

- [71] P. Abreu et al. Search for first harmonic modulation in the right ascension distribution of cosmic rays detected at the pierre auger observatory. *Astroparticle Physics*, 34(8) :627 – 639, 2011.
- [72] C. Evoli, D. Gaggero, D. Grasso, and L. Maccione. Cosmic ray nuclei, antiprotons and gamma rays in the galaxy : a new diffusion model. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 10 :18, October 2008.
- [73] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, U. Barres de Almeida, and A. R. Bazer-Bachi. Exploring a snr/molecular cloud association within hess j1745-303. *A&A*, 483(2) :509–517, 2008.
- [74] E Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 75 :1169–1174, Apr 1949.
- [75] B. D. Fields, K. A. Olive, M. Cassé, and E. Vangioni-Flam. Standard cosmic ray energetics and light element production. *Astronomy and Astrophysics*, 370 :623–634, May 2001.
- [76] E. L. Fireman. Tritium Production by 2.2-Bev Protons on Iron and Its Relation to Cosmic Radiation. *Physical Review*, 97 :1303–1304, March 1955.
- [77] I. M. Frank and I. Tamm. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 14 :109, 1937.
- [78] J. S. George et al. Elemental Composition and Energy Spectra of Galactic Cosmic Rays During Solar Cycle 23. *Astrophysical Journal*, 698 :1666–1681, June 2009.
- [79] V. V. Glagolev et al. Cross-sections of the interactions of He nuclei with protons. *Z. Phys.*, C60 :421–425, 1993.
- [80] L. J. Gleeson and W. I. Axford. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *Astrophysical Journal*, 154 :1011, December 1968.
- [81] H. Goebel, H. Schultes, and J. Zähringer. *CERN report (unpublished)*, No 64-12, 1964.
- [82] R. E. L. Green, R. G. Korteling, and K. P. Jackson. Inclusive production of isotopically resolved Li through Mg fragments by 480 MeV p+Ag reactions. *Physical Review C*, 29 :1806–1824, May 1984.
- [83] K Greisen. End to the cosmic-ray spectrum ? *Phys. Rev. Lett.*, 16 :748–750, Apr 1966.
- [84] R. J. Griffiths and S. A. Harbison. Measurements of Cross-Sections for Nuclear Reactions Related to the Anomalous Composition of 3 Centauri a. *Astrophysical Journal*, 158 :711, November 1969.
- [85] J.E. Gunn and J.P. Ostriker. Acceleration of high-energy cosmic rays by pulsars. *Phys. Rev. Lett.*, 22 :728–731, Apr 1969.
- [86] J.H. Han and al. Performance in flight of the CREAM-III and CREAM-IV calorimeters. In *International Cosmic Ray Conference*, International Cosmic Ray Conference, 2009.
- [87] Y. Hatano, Y. Fukada, T. Saito, H. Oda, and T. Yanagita. Relative abundance of ^3He and ^4He in cosmic rays near 10 GV. *Physical Review D*, 52 :6219–6223, December 1995.
- [88] V. Hess. Nobel Lectures. *Nobel Lectures*, 1936.
- [89] A. M. Hillas. Is Cygnus X-3 a monoenergetic 10 to the 17th eV accelerator ? *Nature*, 312 :50, November 1984.
- [90] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22 :425–444, 1984.
- [91] K. S. Hirata et al. Observation in the kamiokande-ii detector of the neutrino burst from supernova sn1987a. *Phys. Rev. D*, 38 :448–458, Jul 1988.
- [92] Joerg R. Hoerandel. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astropart.Phys.*, 19 :193–220, 2003.

BIBLIOGRAPHIE

- [93] M. Honda and D. Lal. Some Cross Sections for the Production of Radio-Nuclides in the Bombardment of C, N, O, and Fe by Medium Energy Protons. *Physical Review*, 118 :1618–1625, June 1960.
- [94] D. Hooper, P. Blasi, and P. Dario Serpico. Pulsars as the sources of high energy cosmic ray positrons. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 1 :25, January 2009.
- [95] K. C. Hsieh, G. M. Mason, and J. A. Simpson. Cosmic-Ray ^2H from Satellite Measurements, 1965-1969. *Astrophysical Journal*, 166 :221, May 1971.
- [96] W. H. Innes. *University of California Radiation Laboratory Report No. UCRL-8040 (unpublished)*, 1957.
- [97] F. C. Jones. A theoretical review of diffusive shock acceleration. *Astrophysical Journal, Supplement*, 90 :561–565, February 1994.
- [98] F. C. Jones, A. Lukasiak, V. Ptuskin, and W. Webber. The Modified Weighted Slab Technique : Models and Results. *Astrophysical Journal*, 547 :264–271, January 2001.
- [99] S. P. Jordan. The isotopic composition of helium in the cosmic radiation above 11 gigavolts. *Astrophysical Journal*, 291 :207–218, April 1985.
- [100] M. Jung, Y. Sakamoto, J. N. Suren, C. Jacquot, L. Girardin, and R. Schmitt. Proton-Alpha-Particle Inelastic Channels at Medium Incident Energies. *Physical Review C*, 7 :2209–2218, June 1973.
- [101] B. Keilhauer. The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory - a Calorimeter for UHECR. In S. R. Magill and R. Yoshida, editors, *Calorimetry in High Energy Physics : XII*, volume 867 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 175–182, October 2006.
- [102] T. Kobayashi, Y. Komori, K. Yoshida, and J. Nishimura. The Most Likely Sources of High-Energy Cosmic-Ray Electrons in Supernova Remnants. *Astrophysical Journal*, 601 :340–351, January 2004.
- [103] A. Korejwo, T. Dzikowski, M. Giller, J. Wdowczyk, V. V. Perelygin, and A. V. Zarubin. The measurement of isotopic cross sections of ^{12}C beam fragmentation on liquid hydrogen at 3.66 GeV/nucleon. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 26 :1171–1186, August 2000.
- [104] A. Korejwo, M. Giller, T. Dzikowski, V. V. Perelygin, and A. V. Zarubin. Isotopic cross sections of ^{12}C fragmentation on hydrogen measured at 1.87 and 2.69 GeV/nucleon. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 28 :1199–1208, June 2002.
- [105] A. Kounine. Status of the AMS Experiment. *ArXiv e-prints*, September 2010.
- [106] R. Kroeger. Measurements of hydrogen and helium isotopes in Galactic cosmic rays from 1978 through 1984. *Astrophysical Journal*, 303 :816–828, April 1986.
- [107] S. T. Kruger and D. Heymann. High-Energy Proton Production of ^3H , ^3He , and ^4He in Light Targets. *Physical Review C*, 7 :2179–2187, June 1973.
- [108] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky. The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *Astronomy and Astrophysics*, 125 :249–257, September 1983.
- [109] Julien Laval. Impact of the spectral hardening of TeV cosmic rays on the prediction of the secondary positron flux. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 414 :985L, 2011.
- [110] M. A. Lee. Coupled hydromagnetic wave excitation and ion acceleration upstream of the earth’s bow shock. *Journal of Geophysical Research*, 87 :5063–5080, July 1982.
- [111] H. W. Leech and J. J. Ogallagher. The isotopic composition of cosmic-ray helium from 123 to 279 MeV per nucleon - A new measurement and analysis. *Astrophysical Journal*, 221 :1110–1123, May 1978.

-
- [112] I. Leya, H. Busemann, H. Baur, R. Wieler, M. Gloris, S. Neumann, R. Michel, F. Sudbrock, and U. Herpers. Cross sections for the proton-induced production of He and Ne isotopes from magnesium, aluminum, and silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 145 :449–458, November 1998.
- [113] I. Leya, J.-C. David, S. Leray, R. Wieler, and R. Michel. Production of noble gas isotopes by proton-induced reactions on bismuth. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 266 :1030–1042, April 2008.
- [114] M. A. Malkov. Ion leakage from quasiparallel collisionless shocks : Implications for injection and shock dissipation. *Phys. Rev. E*, 58 :4911–4928, October 1998.
- [115] K. Mannheim and R. Schlickeiser. Interactions of cosmic ray nuclei. *Astronomy and Astrophysics*, 286 :983–996, June 1994.
- [116] D. Maurin. USINE : a new public cosmic ray propagation code Basic phenomenology, sample results, and a bit of USINE. In S. Giani, C. Leroy, and P. G. Rancoita, editors, *Cosmic Rays for Particle and Astroparticle Physics*, pages 420–434, June 2011.
- [117] D. Maurin, A. Putze, and L. Derome. Systematic uncertainties on the cosmic-ray transport parameters. Is it possible to reconcile B/C data with $\delta = 1/3$ or $\delta = 1/2$? *Astronomy and Astrophysics*, 516 :A67, June 2010.
- [118] David Maurin. *Propagation des rayons cosmiques dans un modele de diffusion : une nouvelle estimation des parametres de diffusion et du flux d'antiprotons secondaires*. PhD thesis, Université de Savoie, 2001. Presented on 5 Feb 2001.
- [119] W. et al Menn. The Absolute Flux of Protons and Helium at the Top of the Atmosphere Using IMAX. *Astrophysical Journal*, 533 :281–297, April 2000.
- [120] R. A. Mewaldt. He-3 in galactic cosmic rays. *Astrophysical Journal*, 311 :979–983, December 1986.
- [121] J. P. Meyer. Deuterons and ^3He formation and destruction in proton induced spallation of light nuclei ($Z \leq 8$). *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 7 :417, December 1972.
- [122] R. Michel, M. Gloris, H.-J. Lange, I. Leya, M. Lüpke, U. Herpers, B. Dittrich-Hannen, R. Rösel, T. Schiek, D. Filges, P. Dragovitsch, M. Suter, H.-J. Hofmann, W. Wölfli, P. W. Kubik, H. Baur, and R. Wieler. Nuclide production by proton-induced reactions on elements ($6 \leq Z \leq 29$) in the energy range from 800 to 2600 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 103 :183–222, October 1995.
- [123] R. Michel, F. Peiffer, S. Theis, F. Begemann, H. Weber, P. Signer, R. Wieler, P. Cloth, P. Dragovitsch, D. Filges, and P. Englert. Production of stable and radioactive nuclides in thick stony targets ($R = 15$ and 25 cm) isotropically irradiated with 600 MeV protons and simulation of the production of cosmogenic nuclides in meteorites. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 42 :76–100, May 1989.
- [124] E. Mocchiutti et al. Measurement of High Energy ^3He in Cosmic Rays by the CAPRICE98 Balloon Experiment. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, page 1809, July 2003.
- [125] I. V. Moskalenko, A. W. Strong, and O. Reimer. Diffuse gamma rays. In K. S. Cheng and G. E. Romero, editors, *Cosmic Gamma-Ray Sources*, volume 304 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 279, October 2004.
- [126] I.V. Moskalenko and A.W. Strong. Production and propagation of cosmic ray positrons and electrons. *Astrophys.J.*, 493 :694–707, 1998.

BIBLIOGRAPHIE

- [127] Z. D. et al Myers. Cosmic Ray ^3He and ^4He Spectra from BESS 98. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, page 1805, July 2003.
- [128] K. Nagashima, K. Fujimoto, and R. M. Jacklyn. Galactic and heliotail-in anisotropies of cosmic rays as the origin of sidereal daily variation in the energy region $E < 10^4\text{GeV}$. *Journal of Geophysics Research*, 103 :17429–17440, August 1998.
- [129] Andreas Obermeier. *A direct measurement of cosmic rays to very high energy*. PhD thesis, Radboud Universiteit Nijmegen, 2011. Presented on 23 Feb 2011.
- [130] D. L. Olson, B. L. Berman, D. E. Greiner, H. H. Heckman, P. J. Lindstrom, and H. J. Crawford. Factorization of fragment-production cross sections in relativistic heavy-ion collisions. *Physical Review C*, 28 :1602–1613, October 1983.
- [131] J. L. Osborne and V. S. Ptuskin. Cosmic-Ray Reacceleration in the Interstellar Medium. *Soviet Astronomy Letters*, 14 :132, March 1988.
- [132] A. D. Panov and J. H. Adams, Jr. Elemental energy spectra of cosmic rays from the data of the ATIC-2 experiment. *Bulletin of the Russian Academy of Science, Phys.*, 71 :494–497, April 2007.
- [133] P. et al Papini. High-Energy Deuteron Measurement with the CAPRICE98 Experiment. *Astrophysical Journal*, 615 :259–274, November 2004.
- [134] Etienne Parizot. *Rayons cosmiques et rayonnement du cosmos*. PhD thesis, Paris 11, Orsay, 2005. Presented on 14 Dec 2005.
- [135] N.H. Park. *A study on the elemental abundance of high energy cosmic rays measured bu the Silicon Charge Detector for the CREAM experiment*. PhD thesis, Ewha Woman’s University, 2008. Presented on Jan 2008.
- [136] E. N. Parker. Acceleration of cosmic rays in solar flares. *Phys. Rev.*, 107 :830–836, Aug 1957.
- [137] E.R. Priest and T.G. Forbes. The magnetic nature of solar flares. *Astronomy and Astrophysics Review*, 10 :313–377, 2002. 10.1007/s001590100013.
- [138] R.J. Protheroe. Acceleration and interaction of ultrahigh-energy cosmic rays. 1998.
- [139] V. S. Ptuskin et al. Effect of random nature of cosmic ray sources Supernova remnants on cosmic ray intensity fluctuations, anisotropy, and electron energy spectrum. *Advances in Space Research*, 37 :1909–1912, 2006.
- [140] P. Pulfer. PhD thesis, University of Bern, 1979.
- [141] A. Putze, L. Derome, and D. Maurin. A Markov Chain Monte Carlo technique to sample transport and source parameters of Galactic cosmic rays. II. Results for the diffusion model combining B/C and radioactive nuclei. *Astronomy and Astrophysics*, 516 :A66, June 2010.
- [142] A. Putze, L. Derome, D. Maurin, L. Perotto, and R. Taillet. A Markov Chain Monte Carlo technique to sample transport and source parameters of Galactic cosmic rays. I. Method and results for the Leaky-Box model. *Astronomy and Astrophysics*, 497 :991–1007, April 2009.
- [143] A. Putze, D. Maurin, and F. Donato. p, He, and C to Fe cosmic-ray primary fluxes in diffusion models. Source and transport signatures on fluxes and ratios. *Astronomy and Astrophysics*, 526 :A101, February 2011.
- [144] Antje Putze. *Phénoménologie et détection du rayonnement cosmique nucléaire*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2009. Presented on 25 Sep 2009.
- [145] R. Ramaty and R. E. Lingenfelter. Cosmic-Ray Deuterium and HELIUM-3 of Secondary Origin and the Residual Modulation of Cosmic Rays. *Astrophysical Journal*, 155 :587, February 1969.

- [146] J. G. Rogers, J. M. Cameron, M. B. Epstein, G. Paić, P. Tomaš, J. Reginald Richardson, J. W. Verba, and P. Doherty. Measurement of the angular distribution of ${}^4\text{He}(p, d){}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}(p, {}^3\text{He})\text{pn}$ and ${}^4\text{He}(p, t)\text{pp}$ reactions. *Nuclear Physics A*, 136 :433–445, October 1969.
- [147] Yoann Sallaz-Damaz. *Un imageur Cherenkov pour la mesure de charge des éléments du rayonnement cosmique nucléaire*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2008. Presented on 29 Oct 2008.
- [148] E. S. Seo and F. B. McDonald. Cosmic-Ray H and He Isotopes in the Outer Heliosphere in 1994. *Astrophysical Journal, Letters*, 451 :L33, September 1995.
- [149] E. S. Seo, F. B. McDonald, N. Lal, and W. R. Webber. Study of cosmic-ray H and He isotopes at 23 AU. *Astrophysical Journal*, 432 :656–664, September 1994.
- [150] E. S. Seo and V. S. Ptuskin. Stochastic reacceleration of cosmic rays in the interstellar medium. *Astrophysical Journal*, 431 :705–714, August 1994.
- [151] Y. Shikaze, Sadakazu Haino, K. Abe, H. Fuke, T. Hams, et al. Measurements of 0.2 to 20-GeV/n cosmic-ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer. *Astropart.Phys.*, 28 :154–167, 2007.
- [152] A. W. Strong and I. V. Moskalenko. Propagation of Cosmic-Ray Nucleons in the Galaxy. *Astrophysical Journal*, 509 :212–228, December 1998.
- [153] P. A. Sturrock. Pulsar radiation mechanisms. *Nature*, 227 :465–470, August 1970.
- [154] S. P. Swordy. The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays. *Space Science Reviews*, 99 :85–94, oct 2001.
- [155] Gustavo A. Medina Tanco, Elisabete M. de Gouveia Dal Pino, and Jorge E. Horvath. Deflection of ultra-high-energy cosmic rays by the galactic magnetic field : From the sources to the detector. *The Astrophysical Journal*, 492(1) :200, 1998.
- [156] P. E. Tannenwald. Disintegration of Helium by 90-Mev Neutrons. *Physical Review*, 89 :508–517, January 1953.
- [157] M. Tavani et al. Direct Evidence for Hadronic Cosmic-Ray Acceleration in the Supernova Remnant IC 443. *Astrophysical Journal, Letters*, 710 :L151–L155, February 2010.
- [158] B. J. Teegarden, T. T. von Rosenvinge, F. B. McDonald, J. H. Trainor, and W. R. Webber. Measurement of the fluxes of galactic cosmic-ray H-2 and He-3 in 1972-1973. *Astrophysical Journal*, 202 :815–822, December 1975.
- [159] Gordon B. Thomson. Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment. 2006.
- [160] N. Tomassetti. Origin of the Cosmic-Ray Spectral Hardening. *Astrophysical Journal, Letters*, 752 :L13, June 2012.
- [161] R. K. Tripathi, F. A. Cucinotta, and J. W. Wilson. Universal Parameterization of Absorption Cross Sections. *NASA STI/Recon Technical Report N*, page 4259, December 1999.
- [162] C. H. Tsao, R. Silberberg, A. F. Barghouty, L. Sihver, and T. Kanai. Scaling algorithm to calculate heavy-ion spallation cross sections. *Physical Review C*, 47 :1257–1262, March 1993.
- [163] Y. Uchiyama and on behalf of the Fermi LAT collaboration. GeV Gamma Rays from Supernova Remnants Interacting with Molecular Clouds. *ArXiv e-prints*, April 2011.
- [164] VERITAS Collaboration, V. A. Acciari, E. Aliu, G. Maier, and McArthur. A connection between star formation activity and cosmic rays in the starburst galaxy M82. *Nature*, 462 :770–772, December 2009.

BIBLIOGRAPHIE

- [165] J. R. Walton, D. Heymann, A. Yaniv, D. Edgerley, and M. W. Rowe. Cross sections for He and Ne isotopes in natural Mg, Al, and Si, He isotopes in CaF₂, Ar isotopes in natural Ca, and radionuclides in natural Al, Si, Ti, Cr, and stainless steel induced by 12- to 45-MeV protons. *Journal of Geophysics Research*, 81 :5689–5699, November 1976.
- [166] J. Z. Wang, E. S. Seo, K. Anraku, M. Fujikawa, M. Imori, T. Maeno, N. Matsui, H. Matsunaga, M. Motoki, S. Orito, T. Saeki, T. Sanuki, I. Ueda, K. Yoshimura, Y. Makida, J. Suzuki, K. Tanaka, A. Yamamoto, T. Yoshida, T. Mitsui, H. Matsumoto, M. Nozaki, M. Sasaki, J. Mitchell, A. Moiseev, J. Ormes, R. Streitmatter, J. Nishimura, Y. Yajima, and T. Yamagami. Measurement of Cosmic-Ray Hydrogen and Helium and Their Isotopic Composition with the BESS Experiment. *Astrophysical Journal*, 564 :244–259, January 2002.
- [167] W. R. Webber. New measurements of the cross sections of He-4 into H-2 and He-3 and their implication for H-2 and He-3 production in cosmic rays. *AIP Conference Proceedings*, 203 :294–298, March 1990.
- [168] W. R. Webber, R. L. Golden, and R. A. Mewaldt. A reexamination of the cosmic-ray helium spectrum and the He-3/He-4 ratio at high energies. *Astrophysical Journal*, 312 :178–182, January 1987.
- [169] W. R. Webber, R. L. Golden, S. J. Stochaj, J. F. Ormes, and R. E. Strittmatter. A measurement of the cosmic-ray H-2 and He-3 spectra and H-2/He-4 and He-3/He-4 ratios in 1989. *Astrophysical Journal*, 380 :230–234, October 1991.
- [170] W. R. Webber and N. J. Schofield. Measurements of He-3 and He-4 nuclei using a balloon borne telescope. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 1 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 312–317, August 1975.
- [171] W. R. Webber, A. Soutoul, J. C. Kish, and J. M. Rockstroh. Updated Formula for Calculating Partial Cross Sections for Nuclear Reactions of Nuclei with $Z < 28$ and $E > 150 \text{ MeV Nucleon}^{-1}$ in Hydrogen Targets. *Astrophysical Journal, Supplement*, 144 :153–167, January 2003.
- [172] W. R. Webber and S. M. Yushak. A measurement of the energy spectra and relative abundance of the cosmic-ray H and He isotopes over a broad energy range. *Astrophysical Journal*, 275 :391–404, December 1983.
- [173] L. M. Widrow. Origin of galactic and extragalactic magnetic fields. *Reviews of Modern Physics*, 74 :775–823, 2002.
- [174] Zhao-Hua Xiong et al. Measurement of He-3/He-4 ratio in cosmic rays with the AMS experiment. *JHEP*, 11 :048, 2003.
- [175] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4 :78, August 1966.